物理大辭典

五畫～六畫

人文出版社印行

物理大辭典

五 畫 ～ 六 畫

人文出版社印行



中華民國七十四年五月再版

物理大辭典

主　編：段　木　干

編　輯：本社編委會

出版者：人文出版社有限公司

社　址：台中市忠明路二十巷十一號

電　話：二五一八八八八號

郵　撥：〇〇二八〇〇〇一七號

登記證字號：局版台業字一三三二號

發行人：段　鏡

住　址：台中市忠明路二十巷十一號

電　話：二五一八八八八號

印刷廠：三興彩色印刷廠

地　址：台中市健行路八五六號

電　話：三一八五六二號

編 輯 大 意

一、二十世紀物理學的驚人發展，已改變了全體人類的生活。因此，我們博採舉凡有關物理的一切名詞、概念和現象，言簡意賅的加以說明，彙成本辭典，提供給學術界和社會人士，作爲參攷查閱之用。

二、全書共六千餘頁，約八百萬字，二十四開大本，精裝九册。內容豐富，編校審愼，是我國目前唯一一部取材最龐大、收錄最完全的物理大辭典。

三、本辭典係依每一名詞起首文字之中文筆畫多少，定爲先後順序，并採用科學方法編排，檢校查攷，極爲便利。書前列有物理學概論，簡介物理學的發展小史及其主要內容，期使讀者能獲得基本而有系統的物理常識。書後列有附錄多種，諸如實驗法則與實驗方法、物理標準和物理常數、力和運動、熱學、聲學、光學、電磁學以及高能物理、量子物理、太空科學等等，重要資料，應有盡有。

四、本書名詞，採用民國六十年國立編譯館新編訂之物理學名詞爲主。書後編有英文索引一册，可以中英對照，互相查攷。

五、科學的專門名詞，日日見增，而一部精良的工具書，實可使學術研究工作，收到事半功倍之效。是以本辭典係應當前社會之需；惟因付梓匆促，誤漏在所難免，尚祈學者不吝教正。

編 者

六十三年春

物 理 大 辭 典

總 目 次

第 二 册 目 次

物理大辭典

五 畫

六　畫

五 畫

【丙電正極】(Class C positive electrode)

偏壓電池的正端。

【丙電負極】(Class C negative electrode)

偏壓電池的負端。

【丙電源】(Class C electric source)

供給電子管柵陰間的工作偏壓用。

【丙類放大器】(Class C amplifier)

放大管之工作偏壓越過截止屏流值，因此在交流電每週中，大部分時間，管中無屏流流過，僅當交流電使柵極電壓超出截止時，管內才有電流通過。

【丙類調諧放大器】(Class C harmonic modulation amplifier)

丙類調諧放大器用在發射機中。當調諧至輸入信號的頻率時，最爲有效(圖5—1)。

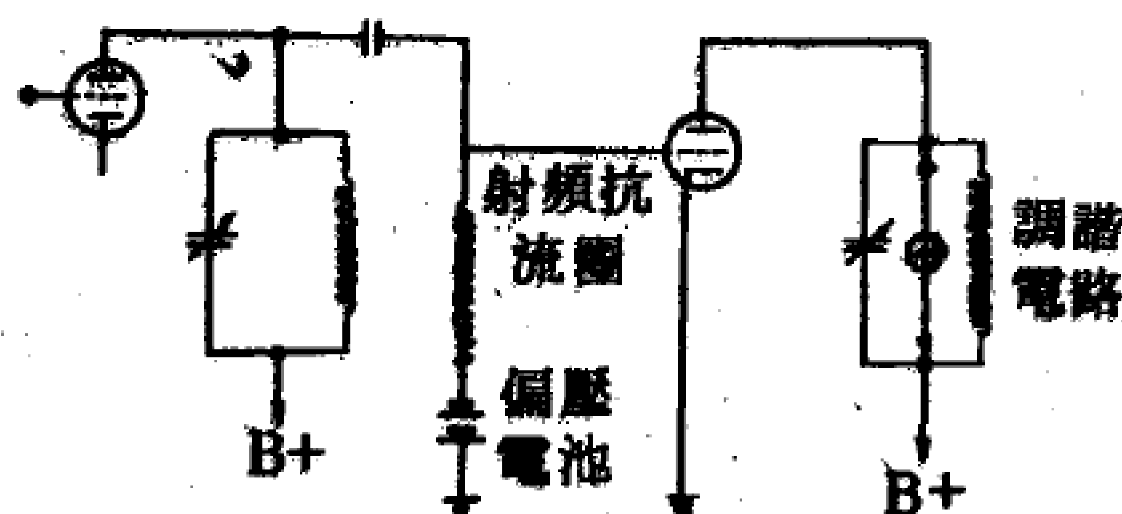


圖5—1

【世代時間】(Generation time)

連鎖反應時，中子由(分裂)出生到引起分裂所經時間之平均值稱爲世代時間。

參閱“連鎖反應(*Chain reaction*)”條。

【世界向量】(World vector)

將一般的三維歐幾里得空間推廣至四維時空之歐幾里得空間，可以定義幾何量的基本性質。

世界向量 r 的定義是其分量爲(ct, x, y, z)，且此向量的大小爲

$$|\vec{r}| = \sqrt{c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2}$$

以向量的形式表示，設此四垂直坐標的單位基本向量分別爲 $\vec{n}_0, \vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3$，則

$$\vec{r} = ct\vec{n}_0 + x\vec{n}_1 + y\vec{n}_2 + z\vec{n}_3$$

若有兩世界向量 $\vec{r}_1, \vec{r}_2$，分別爲

$$\vec{r}_1 = ct_1\vec{n}_0 + x_1\vec{n}_1 + y_1\vec{n}_2 + z_1\vec{n}_3$$

$$\vec{r}_2 = ct_2\vec{n}_0 + x_2\vec{n}_1 + y_2\vec{n}_2 + z_2\vec{n}_3$$

則 $\vec{r}_1$ 與 $\vec{r}_2$ 的純量積爲

$$\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2 = c^2t_1t_2 - x_1x_2 - y_1y_2 - z_1z_2$$

$\vec{r}_1$ 與 $\vec{r}_2$ 之間的角度 θ 爲

$$\cos\theta = \frac{c^2t_1t_2 - x_1x_2 - y_1y_2 - z_1z_2}{|\vec{r}_1| \cdot |\vec{r}_2|}$$

【世界時】(Universal time)

自古以來，以地球自轉作時間標準，地球自轉一週定爲一（平均太陽）日，一（平均太陽）秒爲一日的86,400分之一，以地球自轉訂定的時間稱爲世界時（*U.T.*）。

現今採用之格林威治標準時（世界標準時）是在經度0°（英國格林威治天文臺）的平均太陽時，通用於記載國際間大事，或天文現象，亦是國際通訊所依據之標準。

參閱“視太陽日（*Apparent solar day*）”條。

【世界線】(World line)

依據愛因斯坦的觀念，在引力場中，我們應維持“直線”的老定義，而不說光線和最短距離是彎的，而是說空間本身是彎的。設想在地球、金星和火星上有三個天文學家，欲測量三個行星間來往光線所構成的三角形各內角，因爲我們已知通過太陽引力場傳播的光線是彎向引力的方向，故將看到三角形各內角和大於180°。此種情況，我們可以合理的

說，光線沿著最短距離或最短程線傳播，但太陽四周的空間是正彎的。

上述論證代表愛因斯坦引力的幾何理論的基礎，這個理論取代了舊的牛頓觀點。按照牛頓的理論，像太陽那樣巨大的質量，在周圍空間產生有一種力場，使行星不沿直線而沿彎曲的軌道運行。在愛因斯坦的景像中，空間本身是彎曲著的，而行星則在這彎曲的空間，循著“最直的”（最短程）線運行。這裏所謂“最短程”線，是指在四維的時-空連續區（*four-dimensional space-time continuum*）中的；如說軌道本身是在三維空間中的最短程線，當然是錯的。這情況在圖5—2中以圖解方式說明，在圖中表示出時間軸 t，和在軌道面中的兩個空間軸 x 和 y。這纏繞的曲線，叫做運動物體（在這例中是地球）的“世界線”，是在時-空連續區中的最短程線。愛因斯坦把引力作為時-空連續區內彎曲度的解說，所得的結果和古典的牛頓理論的預測稍有不同，可用觀測方法來證明。例如，這理論解釋了水星軌道的主軸，每世紀進動 43 角秒的事實，而解決了古典的天體力學上久懸未決的隱秘。

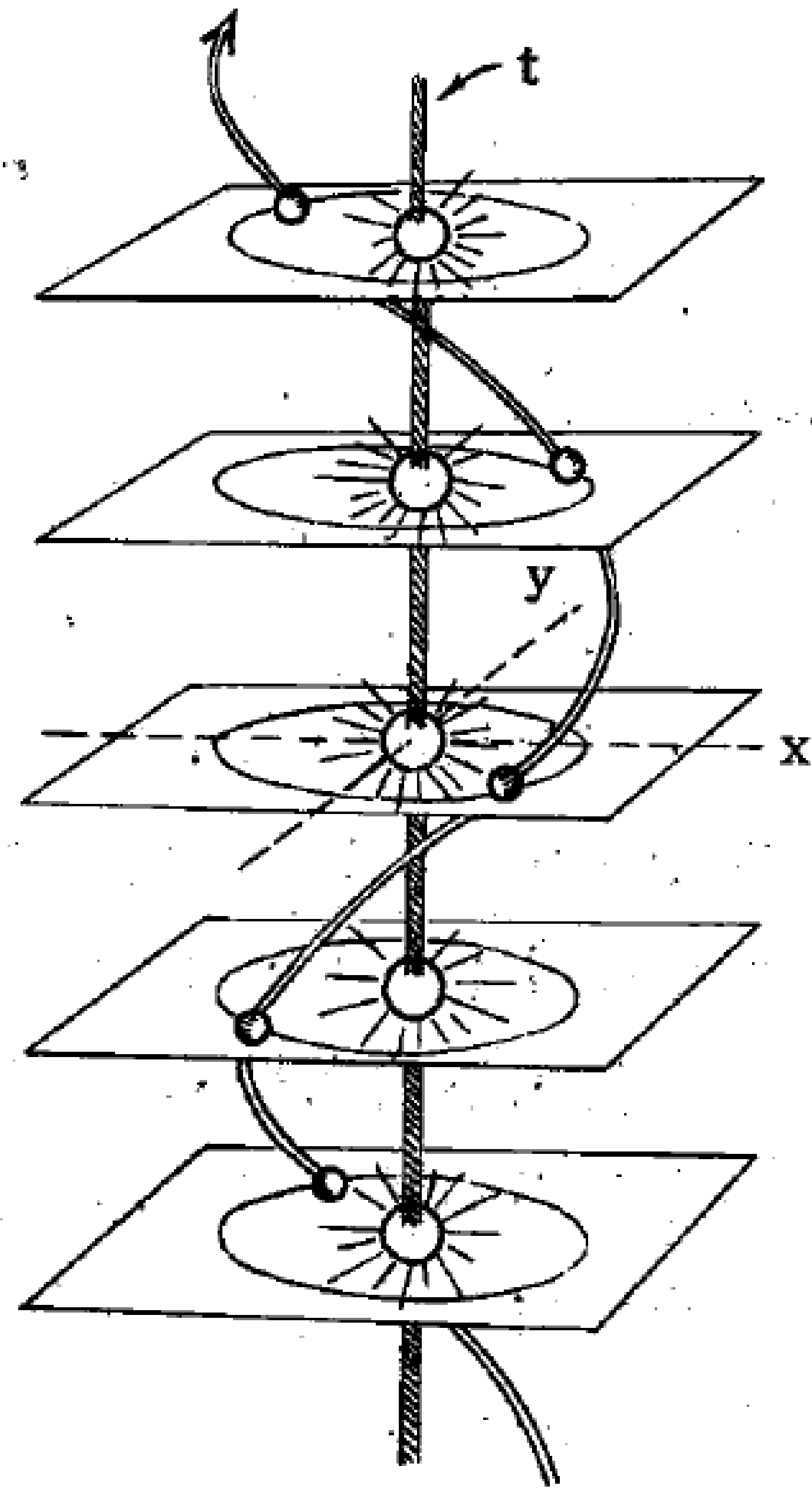


圖 5—2
地球在時-空連續區中運行的“世界線”，用垂直的時間軸 t，和二個空間軸 x 和 y 的坐標制來表示。

愛因斯坦對於慣性定律曾略加修正。依照他的理論，一個物體在沒有力量作用情況下，是沿著世界線移動。這是一條非歐氏幾何（*non-Euclidean*）直線，這條線畫在我們的空間裏就成為曲線，正如同一

條直線畫到一個球體的表面上就成為一個圓。有些時候這樣一條線在我們的空間裏會成為一橢圓，因此許多行星，因太陽的效力而被曳引出來，並不追蹤直線路徑，而只循著超太空的直線運行，並且不需要任何力量。

【丘、婁模型】(Chew-Low model)

1956年美人丘和婁共同提出的模型，解釋派子(*pion*)及核子(*nucleon*)在低能時的散射，成功地說明△(1236)共振態的存在及其量子數。他們用靜態近似法，即在核子、派子的低能散發時，由於派子的質量比核子質量小很多，可將散射幅用兩者的比值展成級數後略去所有高次項(此比值為 1/6.7)表示。此模型的特點是說明共振態的存在主要是因為核子和派子交互作用時交換一個虛核子所致。

【主平面】(Principal plane)

任何系統的光學儀器(如望遠鏡、顯微鏡等)都有兩個特殊的平面，稱為這個系統的主平面(這兩個平面常和第一個透鏡的第一個面及最後一個透鏡的最後一個面很接近)。主平面具有下面兩個特性：

1.平行進入系統的光，射出時指向某一個焦點。焦點和第二主平面的距離等於焦距 f (整個系統好像是位於這個平面的一個薄透鏡)。

2.從透鏡組另一邊射入的平行光，射出時聚集到距第一主平面與前相同距離 f 的另一焦點上。如圖 5—3 。

由此可知，整個儀器系統的光學特性，只要從實驗或計算，求得主平面與焦距，即可推知了。但此時焦距 f 應從主平面量起。

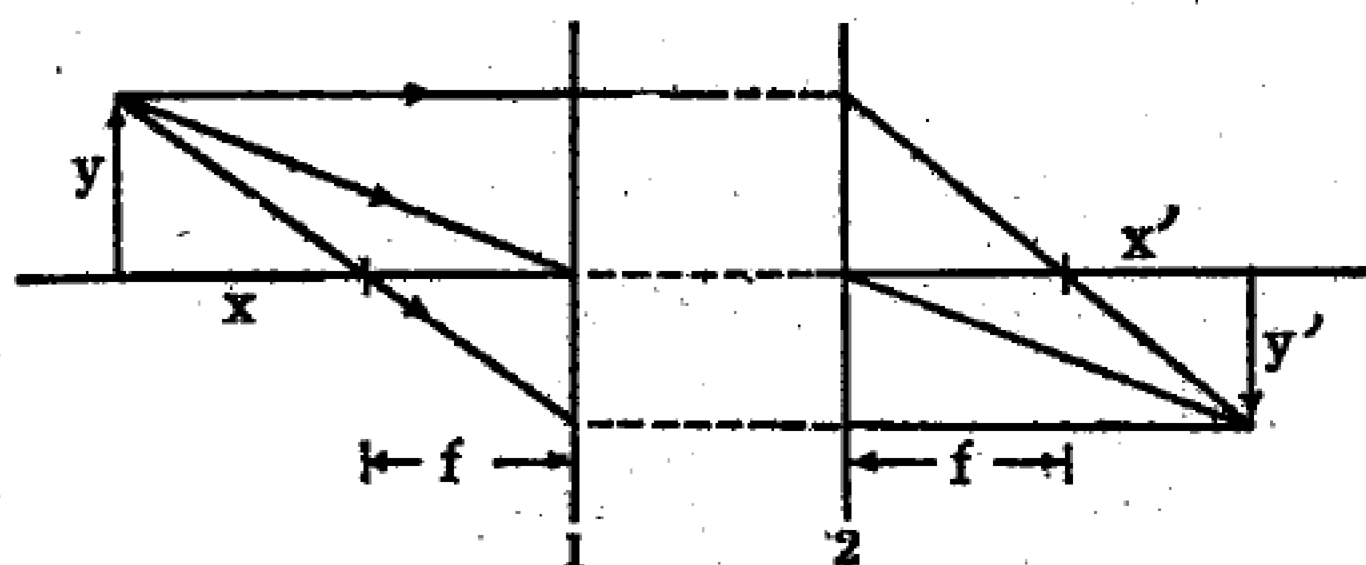


圖 5 — 3　光學儀器的主平面

【主放大器】(Principal amplifier)

主放大器就是聲頻功率放大器。如果能有一個單獨的前置放大器的話，則主放大器的作用，就是將前置放大器的輸出，毫無失眞的放大到可推動揚聲器之條件。(有時前置放大器與主放大器組合在一起，因此此一裝置必須具有前置放大器，使有音質均衡及選擇輸入等作用。)由於所有的控制器都裝在前置放大器上，所以功率放大器只有聲頻輸入及輸出接頭，亦即具有一個 117 伏特的電源導線及一個或兩個調節輸出電子管平衡的控制器。大多數前置放大器的輸出都爲 1 到 2 伏特，爲了推動聲頻功率放大器，其輸入電壓需爲 15 到 60 伏特，所以主放大器必須具有數級，一方面能放大電壓，並且有足夠的功率放大，以推動揚聲器。所謂足夠的功率放大，就是能使揚聲器發生作用的聲頻功率，通常可由零點幾瓦特到 30 瓦特，或者更大。商用放大器的額定功率輸出，可由 5 瓦特到 100 瓦特，功率越大，價格就越高。在室內收聽語音與音樂，只需半瓦特以內的功率就可以，通常只需數毫瓦特。

在未指明最大功率的總失眞時，額定功率是毫無意義的。在指定最大功率條件下的失眞，應該小於 1%到 2%(包含高階波失眞及相互調變失眞在內)。

圖5－4是一個用威廉遜(*Williamson*)電路所構成的主放大器。威廉遜電路，利用三極管推挽放大器，所以有很大的反相反饋及一個大變壓器。因此其頻率響應(從 10赫到 100仟赫約爲±1分貝)非常良好，並且失眞很低。其放大器的功率輸出爲 20瓦特，失眞小於 2%。

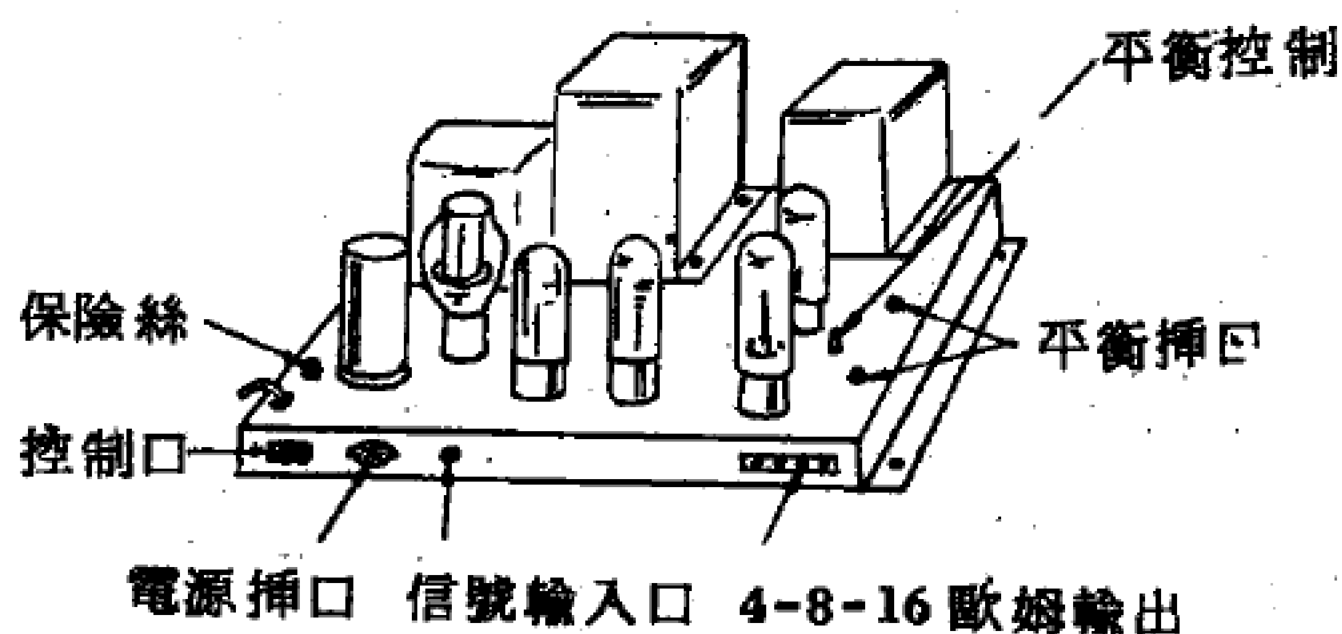


圖 5－4　基本威廉遜放大器

爲了簡化主放大器與

其他設施的連接關係，可利用電源導線，從前置放大器直接送入主放大器的電源插口，副電源（*courtesy outlet*）用來供給電唱機或其他機件的電源，此電源可由前置放大器面板控制。輸出變壓器具有三組輸出端，即4歐姆、8歐姆至16歐姆，如此可使輸出級與揚聲器的阻抗得到適當匹配。另兩平衡插口是用來連接毫安培計用，毫安培計可藉任一插口與推挽放大器一個電子管的屏極電路連接。當調節平衡控制器而從毫安培計上得到推挽放大器兩電子管屏極電流相等，此時就是最小的失眞輸出。

【主波長】（Dominant wavelength）

最強波之長謂之主波長。

【主要記憶單位】（Internal or main storage）

爲電腦之記憶單位，包含磁芯（*magnetic core*）、磁鼓（*magnetic drum*）和磁膜（*magnetic thin-film*）等三種。

【主振電力放大器】（Master oscillator power amplifier）

簡稱*M.O.P.A.*，此式發射機除一級振盪外，常耦合一級或多級放射，最後一級則耦合於天線，穩定性十分良好，天線有變動，對振盪器的頻率亦不生影響。

【主振盪器】（Master oscillator）

係由一小電力之電子管，產生振盪。再由數級倍週器及強力放大器（*power amplifier*）或放大器放大後，所得之高週率電流，輸入天線，作爲發射電波用。

【主軸】（Principal axis）

剛體繞一定軸轉動的慣性矩定義爲

$$I = \Sigma m_i r_i^2$$

r_i 是質量m_i 之質點至軸的垂直距離。任何剛體均有三個相互垂直方向，繞此方向的慣性矩或爲極大或爲極小。此三垂直軸稱爲主軸。

若三主軸的慣性矩都不相同，此物體稱爲不對稱陀螺；若其中有兩慣性矩相等，則稱爲對稱陀螺；若所有主軸的慣性矩全相等，則稱爲球形陀螺。直線形分子，沿分子軸之慣性矩爲零，其他兩個慣性矩則相等，爲對稱陀螺之一特例。對稱陀螺的慣性矩$I_A < I_B = I_C$時爲長球陀螺(*prolate top*)，$I_A > I_B = I_C$時爲扁陀螺(*oblate top*)，其中A軸爲陀螺的對稱軸。

又透鏡兩面之曲率中心連結線，及球面鏡之鏡心與曲率中心之連結線，均爲主軸。以晶體的結構言，晶體的最長軸亦叫主軸。

【主量子數】(Principal quantum number)

氫原子有一個原子核，即質子，及一個電子，非常簡單，所以討論量子力學宜從氫原子著手。由量子力學的基本假定，以氫原子核爲中心的球極坐標系，描述電子運動的波函數爲$\Psi(r, \theta, \phi)$，此處的波函數與時間無關，波函數代表恆定狀態，與波爾氫原子理論(*Bohr's atomic theory*)中恆定狀態的意義相同。我們所最關心的是能量，根據上面第三項假定，氫原子總能量E的對應運算爲漢彌頓算符運算(*Hamiltonian operator*)，有下列的關係

$$H\Psi = E\Psi$$

此式叫做薛丁格方程式(*Schrödinger equation*)。式中

$$H = -\frac{h^2}{8\pi^2 m}\nabla^2 + V(r)$$

在式右邊中，第一項代表電子的動能，第二項代表電子位能(*potential energy*)，m爲電子的質量，r爲電子至原子核的距離。

$$V(r) = -\frac{e^2}{r}$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \cdot \frac{\partial}{\partial r}\right) + \frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{\sin\theta} \cdot \frac{\partial^2}{\partial\phi^2}$$

將$\hat{H}$代入，則得

$$\left[-\frac{h^2}{8\pi^2 m}\nabla^2 + V(r)\right]\Psi = E\Psi$$

或　$\frac{h^2}{8\pi^2 m}\nabla^2\Psi(r,\theta,\phi)+[E-V(r)]\Psi(r,\theta,\phi)=0$　（1）

利用變數分離法可以將波函數分成三個函數，每一函數僅含一個變數，而波函數卽此三個函數之積，卽

$$\Psi(r,\theta,\phi)=R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi)$$

同樣（1）式爲二次微分方程式，亦可分離爲三個二次微分方程式。

按順序先求Φ方程式的解答，次求Θ方程式的解答，最後求R方程式的解答。卽解出微分方程式的解答（*solution*），求出$\Psi(r,\theta,\phi)$，或分別求出$R(r)$，$\Theta(\theta)$和$\Phi(\phi)$的解答。二次微分方程式的解答本來是無窮多個的，但因有第一項假定對函數有所限制，它必須爲有限值（*finite value*）、單值（*single value*）及連續的（*continuous*）。在微分方程式求解時，加了這些限制條件，則自動的引導出下面三種量子數：

(1)主量子數（*principal quantum number*）由R方程式求解得出，其可能值爲$n=1,2,3\cdots\cdots$等正整數，n之值直接與氫原子的能量有關

$$E_n=-\frac{2\pi^2 m e^4 Z^2}{h^2 n^2}$$

式中Z爲原子序數，如氫原子則$Z=1$，m爲電子質量，與自波爾理論所導出者完全相同。

(2)角量子數（*azimuthal quantum number*）由Θ方程式求解引導出來，其可能值爲$l=0,1,2\cdots\cdots,n-1$。角量子數與電子角動量有關，角量子數爲l時，角動量爲

$$\sqrt{l(l+1)}\cdot\frac{h}{2\pi}$$

(3)磁量子數（*magnetic quantum number*）由Φ方程式求解引導出來，其可能值$m=0,\pm1$，卽$m=0,\pm1,\pm2,\cdots$。磁量子數與電子沿著某一個定軸，如z軸的角動量的分量有關，沿z軸角動量的分量爲

$m\frac{h}{2\pi}$。

這三種量子數：n, l, m完全經由數學上爲符合某些條件尋求二次微分方程式的解答而自動地引導出來的，未加任何假定即導出了波爾氫原子理論中量子化的假定，由此可看出量子力學的成功之處。

【主焦點】(Principal focus)

聯結兩球面曲率中心的連線稱爲透鏡的主軸 (*principal axis*) ，平行於透鏡主軸的入射光柱經凸透鏡折射後可交聚於主軸上的一點F，此點稱爲主焦點。

【主幹線】(Main)

指電力輸送線。

【主慣性矩】(Principal moments of inertia)

相對於主軸所求得的慣性矩稱爲主慣性矩。當選取適當坐標系 (原點O，坐標x, y, z)，則

$$I_{xx}x^2+I_{yy}y^2+I_{zz}z^2-2I_{xy}xy-2I_{yz}yz-2I_{zx}zx=1$$

所表示的橢球，稱爲慣量橢球。式中I_{xx}, I_{xy}等爲物體對於該坐標系的慣性矩及慣性積。若d爲自原點至球面上一點的向量，則d^{-2}爲該物體對於通過原點且平行於$\vec{d}$的軸之慣性矩 ($d=|\vec{d}|$)。

倘若將坐標軸(x, y, z)變換成橢球的主軸 (X_p, Y_p, Z_p)，則得

$$I_1x_p^2+I_2y_p^2+I_3z_p^2=1$$

以代表該橢球。這時 (X_p, Y_p, Z_p) 軸又稱爲該物體的主軸，而I_1, I_2, I_3分別爲該物體對於X_p, Y_p, Z_p的慣性矩，稱爲主慣性矩。

當一剛體的形狀很不規則時，主軸是很不容易被找到的。只有當它具有某種對稱性時，我們才能觀察得到。比方說是一個圓球，則通過球心的任何三個互相垂直的半徑都可以做爲在球心的主軸。又

(1)當物體具有一個對稱平面時，則與此平面垂直的線，是在和平面的交點上的一個主軸。假定XY面是這個對稱面，而Z軸與XY平面相

交於O點；則Z軸是剛體在O點的一個主軸。因相對於任一質點(x_i, y_i, z_i)，我們總可以在剛體由XY面的另一邊找到另一質點(x_i, y_i, $-z_i$)，使得$I_{zx}=\sum_i m_i z_i x_i=0$，$I_{zy}=\sum_i m_i z_i y_i=0$。故$L_z=I_z\omega_z$而$Z$爲一主軸。

(2)當物體對某一軸線，有軸對稱性時，則這一軸線是在其上任意一點的一個主軸。假定這個軸線是Z軸，則對所有的z_i剛體上都有相對的兩點(x_i, y_i, z_i)和($-x_i$, $-y_i$, z_i)，故$I_{zx}=I_{zy}=0$，而Z爲一主軸。圖5—5指出幾個對稱剛體的主軸。

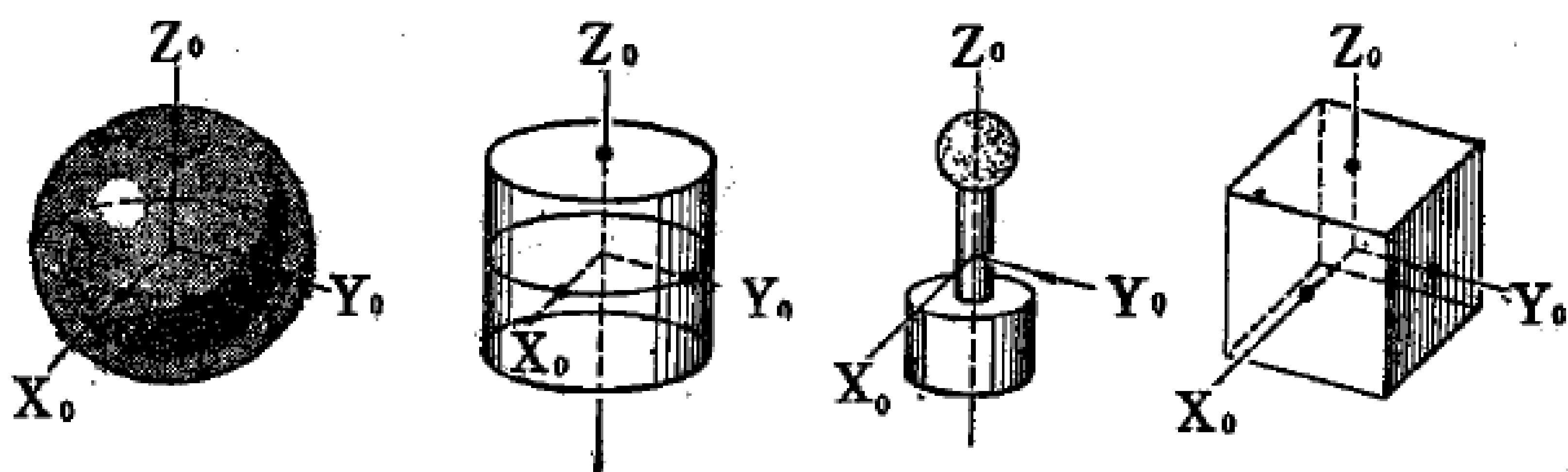


圖5—5 幾個有某種對稱性剛體的主軸

【主截面】(Principal section)

與稜鏡各稜垂直之横斷面之謂。

【主線系】(Principal series)

主線系是原子譜線系之一，其二譜線間的距離隨譜線頻率的增加而減少。此線系之譜線通常較他線系爲明亮，故芮得柏(*Rydberg*)稱之爲主線系。主線系之各譜線，乃是原子價電子由激發態躍遷至其基態之s態，遵守選擇定則；總軌道量子數$\triangle L=0$、±1，躍遷之電子的軌道量子數$\triangle l=\pm1$，放射光子而形成。由於s態電子可有磁量子數$m_s=\frac{1}{2}$，$-\frac{1}{2}$兩精細結構，故每一主線系譜線皆可劈裂爲二。以鈉原子爲例，鈉之價電子的基態爲$3^2s_{1/2}$，由$np\rightarrow3s$之躍遷，所放射的譜線，皆屬主線系。

參閱“鹼金屬原子光譜(*Atomic spectrum of the alkali metal*)”條。

【主應力】(Principal stress)

應力有九個分量（六個獨立的分量），顯而易見地在分析連續體時，必然非常複雜。為了計算方便，我們經常如處理慣性矩的問題一般，選擇適當的坐標，以消去切應力。這種坐標軸，稱為應力主軸（*principal axis*），而各軸的正應力，即稱為主應力。

【以太】（Aether）

十九世紀的物理學家，認為光在介質中是以波動方式傳播，正如聲波是在液體、固體或氣體等介質中以原子的振動方式傳播。真空中光賴以傳播的透明介質就被稱為以太。

今天我們都認為以太實際上就是真空的另一種說法。但以往的物理學家們，如馬克士威等認為場會在真空中自行傳播的現象簡直是不可思議的。馬氏曾談論：如有某種東西從一質點傳送到遠距離外的另一質點，則在離開一質點後還未抵達另一質點前，它會是怎樣的狀況。如某種東西表兩質點間的位能，我們如何想像這能量存於既不是這質點也不是那質點的空間上一點呢？所以，當能量從一物體傳送到另一物體，必須有介質或物質的存在，作為能量離開一物體而尚未抵達另物體前的存身之處。所以他們提出以太的假設，認為以太充滿整個宇宙的真空處。

如真有以太這種介質存在，則地球四周將被它充滿，光在以太中的傳播速度將因地球的運動而有方向之差。如同在靜水中泳速一定的人，順流與逆流的泳速將不相等。邁克生和毛立利用邁克生干涉儀很耐心的作了極精確的實驗，未曾發現到光速因方向而生差別的推論，這表明沒有因地球運動而有以太漂流現象，這是很驚奇的結果。以後所有量度以太效應的實驗，不論是在地球上或是在地球與其他星球的空間裏進行，都不曾得到結果。而且從遠處星球射向地球的光速是與星球運動的方向無關，這即是說考慮光傳播的都卜勒效應，其結果只與兩坐標的相對速度有關，而不與對以太的絕對速度有關，這與聲波完全不同。由此得到下述結論：眞空中光速與觀察者或光源的運動狀態無關。

因實驗無法肯定以太存在及其效應，只有相對運動的陳述才有意義。這無法決定絕對靜止的事實，對整個物理學產生很大的影響，愛因斯坦首先成功地摒棄以太存在的必要性，而將無法決定絕對速度的概念揉和在物理定理中，這就是相對論的建立。

參閱"伽立略不變性（*Galilean invariance*）"條。

【以太假說】（Aether hypothesis）

謂宇宙中充滿了透明的、不可壓縮的、連續的及有黏性的流體，爲光的傳播介質。

【他木】（Igor Yevgenevich Tamm 1875—1971）

蘇俄物理學家，與另兩位蘇俄物理學家契忍可夫（*P. A. Cerenkov*）及佛蘭克（*I. M. Frank*）共獲1958年諾貝爾物理學獎。1934年發現契忍可夫效應（*Cerenkov effect*），他木與佛蘭克在理論上解釋此效應，貢獻甚大。其他他木在理論物理上的成就有晶體中光的散射理論、金屬的光電效應、固態物理學中的他木能階、預測中子磁矩、熱核反應理論、貝他衰變之核力，量子場論（*quantum field theory*）等。任莫斯科*Lebedev*物理學研究所理論組主任，於1971年四月二十一日逝世。

【代乙池】（B-eliminator）

整流器輸出之電源供給之謂。

【代眞天線】（Artificial antenna dummy）

阻抗特性及輸送效能與實際天線無異，但不發射電波。爲一以拾電圈無感應加載電阻與射頻電流表串聯而成。

【代負荷】（Dummy load）

以一與負荷等效的工具替代眞負荷之謂。

【代數和】（Summation）

交流與交流相加，或直流與交流相加，應使用代數的加法，即同向

相加，反向相減。

【仙女星座】（Andromeda）

仙女星座位於仙后星座之正南。有四五顆橫列的明星。東起仙王，西迄飛馬。著名仙女座星雲*M*33即在仙后星座α星正南約十五度處。肉眼望之可見一點模糊之星形。今日我們確知它是由無數恆星聚成的宇宙，亦即所謂的銀河系。仙女星座的成串明星，最東端的是仙王星座之α星。其南偏西九度處是β星，中文名爲大陵五，與天琴星座之β同爲交食變星，其週期爲2.87日。光度在數小時內能發生三倍的增損，是肉眼觀天最易看見的變星。希臘神話稱此β星爲蛇髮之妖首，仙王將他降爲魔，拯仙女出海怪之危險。仙王所騎之飛馬（仙女座成串明星西端有四星成大方形處，即爲飛馬座）霜蹄踐處，沙土飛揚，瀰漫天衢，即爲所見之銀河。

【仙王星座】（Cepheus）

詳閱“王族星座（*Royal stars*）”條。

【仙后星座】（Cassiopeia）

在極星他方，與北斗正對之星座，名爲仙后。與大熊星座遙遙相對，西方俗稱之爲椅上婦人，蓋以其中明星佈列，頗呈椅狀（圖5－6）。倘摒去æ星，則其餘五星呈英文字母之*W*形。西元1572年新星呈現於此星座中。丹麥天文家第谷（*Tycho*），因睹玆新星，乃決定以天文爲終身事業。其生平所作觀測，直接引起刻卜勒（*Kepler*）行星運動之三定律。間接樹牛頓（*Newton*）萬有引力定律之始基。

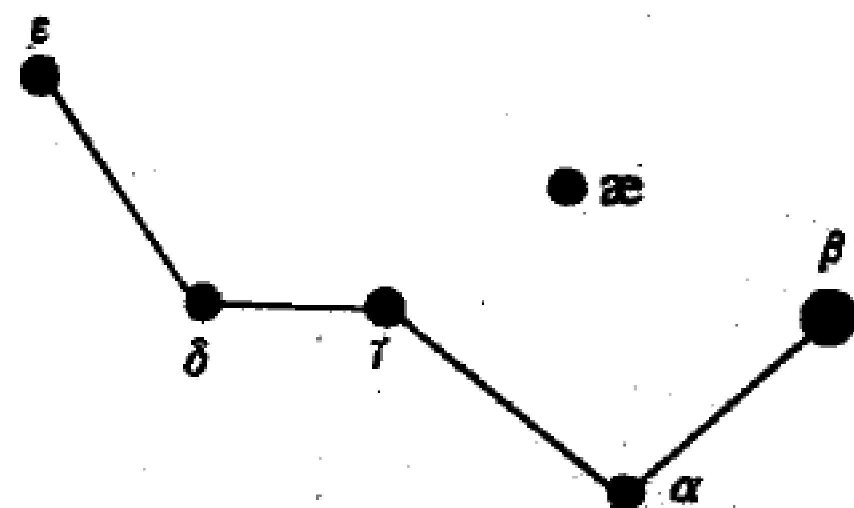


圖5－6　仙后星座

【仟卡】（Kilocalorie）

熱量的單位叫做卡路里（*calorie*），簡稱爲卡。一卡的熱量，

即指1克的蒸餾水，由14.5°C升高至15.5°C所需的熱量。1,000卡熱量叫做一仟卡或一大卡。

【仟瓦】(Kilowatt)

一仟瓦特，計算較大功率的輔助單位。

【仟瓦小時】(Kilowatt hour)

簡寫爲*KWh*，爲功的單位，亦即功率×時間表示功。這是仟瓦小時之名詞的來源。一仟瓦小時爲以一仟瓦特之不變功率工作一小時所作之功。俗稱一電度。

1仟瓦小時 $= 3.6\times10^6$ 焦耳。

【仟瓦時表】(Kilowatt hour meter)

係用以計量某段時間內所用之電功率之總量之電表。具有可在電磁鐵中間旋轉之鋁製圓板，此圓板以比例於消耗電功率之速度旋轉。雖加有電壓，如無電流此鋁板便不會旋轉。此圓板之旋轉經由齒輪傳至字盤上，將消耗能直接以*KWh*之數字表示之。

【仟伏】(Kilovolt)

高壓單位之一。簡寫爲*KV*。

【仟伏安】(Kilovolt-ampere)

交流電路視功率的較高單位。眞功率(*KW*)應爲仟伏安與功率因數相乘之積。

【仟伏電壓表】(Kilovoltmeter)

一電壓表之讀數是以1,000伏特起計算者。

【仟克】(Kilogram)

簡寫爲*Kg*，是質量的單位。它是由白金製成的第一號標準仟克，或稱爲國際仟克所定義，這個白金塊存放在巴黎附近的國際度量衡局(*International Bureau of Weights and Measures*)中。事實上它與 10^{-3} 立方米的蒸餾水在4°C時的質量相等。於是，1立方米的水的

實量爲 10^3 仟克。一 10^{-3} 立方米的體積爲1立升(*liter*)。

如果根據米的定義加以類推，可將仟克和原子的性質連在一起而說一仟克是等於某些數量原子的質量和。例如，碳同位素 ^{12}C 的原子質量爲 1.9925×10^{-26} Kg。於是我們亦能這樣說，1仟克是等於1／(1.9925×10^{-26})，或 5.0188×10^{25} 倍的 ^{12}C 原子質量。

1克＝0.001仟克　　1毫克＝0.001克

【仟克力】(Kilogram force)

簡寫爲 Kgf，爲工程師常用的單位，其定義爲"1仟克質量的物體所具有之重量"。

【仟克米】(Kilogram meter)

爲功率(*power*)之單位。

【仟居里】(Kilocurie)

輻射的單位。1 *curie*=3.7×10^{10} *dis/sec*。

【仟焦耳】(Kilojoule)

能量的單位。爲焦耳之一千倍。

【仟赫】(Kilohertz)

在廣播電臺裏，有一列電子管和其他能夠迅速產生改變電流的部分，叫做"振盪器"(*oscillator*)。振盪器可以看作是一個振動體。欲產生有效的無線電波那個電流的振動就必須十分快，快到每秒至少一萬次。其實大多數無線電廣播的振動電流遠超過了每秒一萬次。通常收音機(*A.M.*)系統號碼板上的55，即能接收每秒產生振動55,000次的無線電波。這個廣播站就是55仟赫(*KHz*)。所以550 *KHz* 就是55萬赫，即其每秒的振動數。在號碼板上的另一端，你會找到一個1,500地方的廣播站。這個廣播站就是1,500 *KHz*。它所產生的電流振動，是每秒1,500,000次。

【仟噸能量】(Kiloton energy)

核爆時，釋放相當於1,000噸*T.N.T.* 黃色炸藥（化學製品，三硝基甲苯）爆炸時所放出的能量謂之仟噸能量。

【冉士登目鏡】（Ramsden's eyepiece）

在此型之目鏡中，場透鏡（*field-lens*）及目鏡（*eyepiece*）均具相同焦距，但間隔之距離等於焦距的7/10。安置兩個＋7*D*透鏡，間隔之距離爲7/10×（14.3*cm*）或10*cm*（如此則得目鏡之度數與惠更斯目鏡者相同）。置一光闌於光學試驗臺上，且調節之使由目鏡系統看見在焦點處有其明晰的物像。再安置＋2*D*物鏡在光學試驗臺之另一端，且聚焦一遠處物標在光闌上。注意出口瞳孔與目鏡相關之位置，以及其大小，且觀察得完整的目鏡焦點平面在此透鏡系統之外，而用惠更斯型目鏡則在透鏡系統之間。

參閱"惠更斯目鏡（*Huygens' eyepiece*）"條。

【冉少而效應】（Ramsauer effect）

在某些氣體中相當慢的電子，出人意外有很大的平均自由路程，波動力學可解釋這種效應，此乃由於原子的位能場使電子波產生繞射之故。

【冉福得光度計】（Rumford's photometer）

冉福得光度計係利用物體陰影之濃淡以比較光度之儀器。其裝置如圖5－7，以一磨光玻璃作屏障，其前直立一不透明體之棒*m*，棒前置欲比較光度之二光源*A*、*B*，則棒生二影*a b*於屏上，若屏上受*A*之照度大，則*a*影濃而*b*影淡，若屏上受*B*之照度大，則*b*影濃而*a*影淡，若加減*A*、*B*至屏之距離，令*a b*之影濃淡相等，則照度相等，此時測得*A*、*B*至屏之遠近*Aa*、*Bb*，則可比較*A*、*B*之光度。

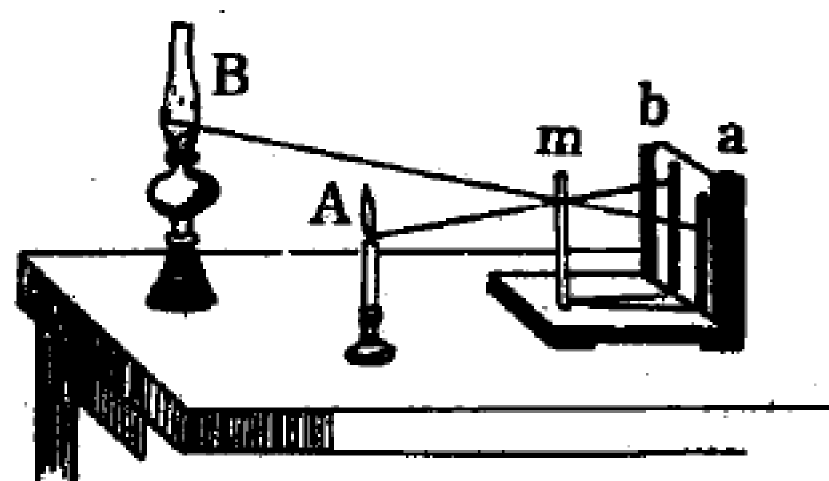


圖5－7

【冉濟、楊格法則】(Ramsay-Young rule)

二化學性相似的流體有相同的蒸氣壓，則 $\frac{T_1}{T_2}=\frac{T_1'}{T_2'}$，其中 T_1、T_2 是二液體在相同壓力 P 的溫度，T_1'、T_2' 是二液體在相同壓力 P' 時的溫度。

【凹凸透鏡】(Concave-convex lens)

是爲凸透鏡之一種，其一面爲凸球面，他面爲凹球面，而凸面之曲率較大。

參閱"凸透鏡 (*Convex lens*) "條。

【凹面鏡】(Concave mirror)

在球面內側使光反射的球面鏡稱爲凹面鏡。

球心、鏡心、焦點的位置如圖 5—8 所示。

由於凹面鏡如取其極狹小片段來考慮時，可當做平面鏡，因此，其對光的反射乃按反射定律反射。

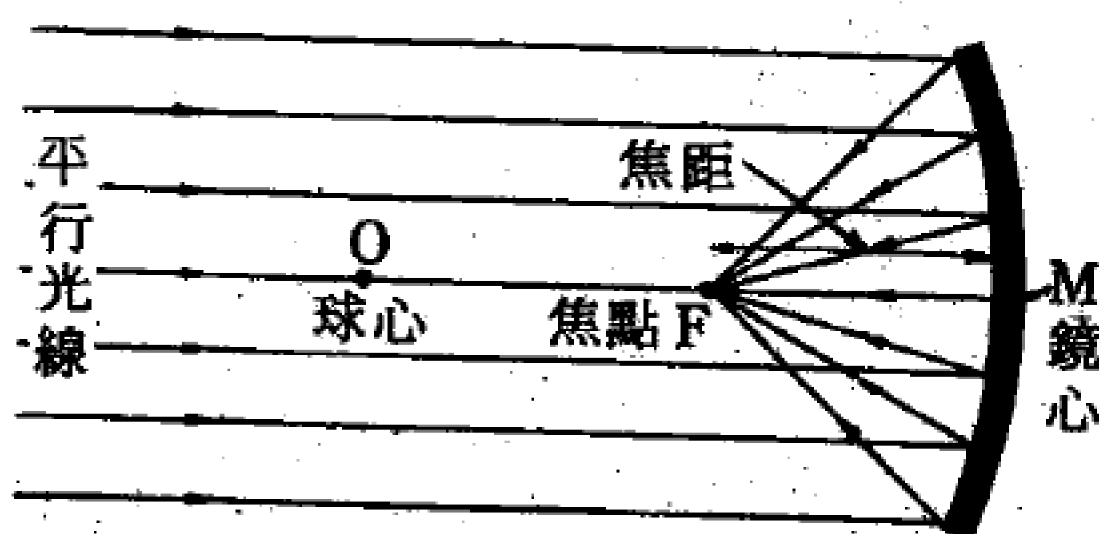


圖 5—8　凹面鏡

凹面鏡之焦距爲自鏡心 M 至焦點 F 之距離稱爲凹面鏡之焦距。如以 f 表焦距，以 r 表曲率半徑，則其關係爲

$$f=\frac{r}{2}$$

亦即凹面鏡之焦距等於球的半徑之半。

凹面鏡常用之公式爲

$$\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{1}{f}$$

其中　a：物距

b：像距

f：焦距

此公式之意即爲凹面鏡中物距倒數與像距倒數和，等於焦距之倒數。

凹面鏡中光的進行，雖因出自物體的光線之進行狀況而有無數變化，但在成像製圖上，下列四種光線如圖5—9所示最具有代表性。

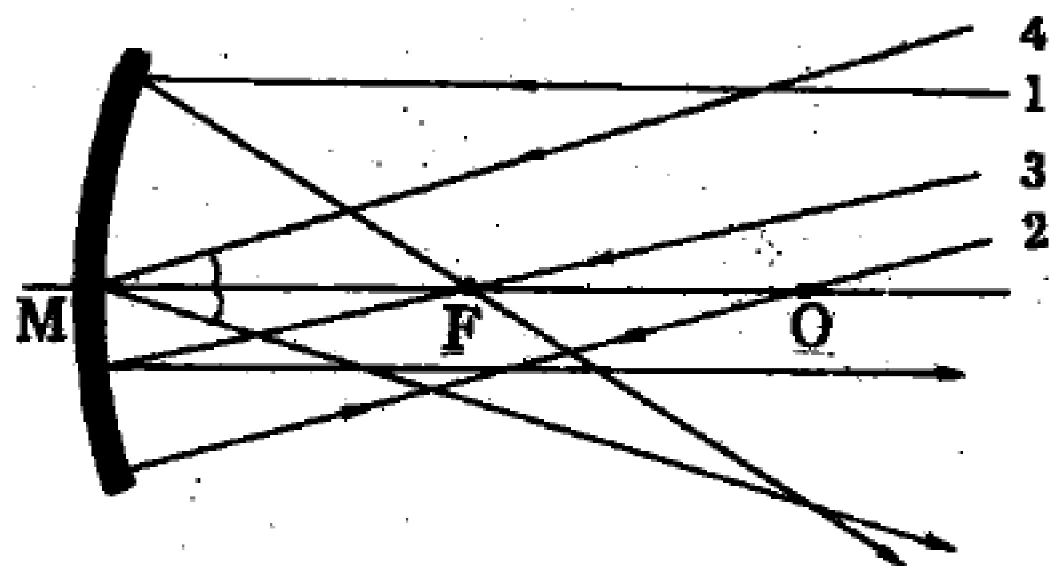


圖 5 — 9

1. 平行於軸的光線反射後通過焦點。

2. 通過球心的光線反射後沿原路線反射回去。

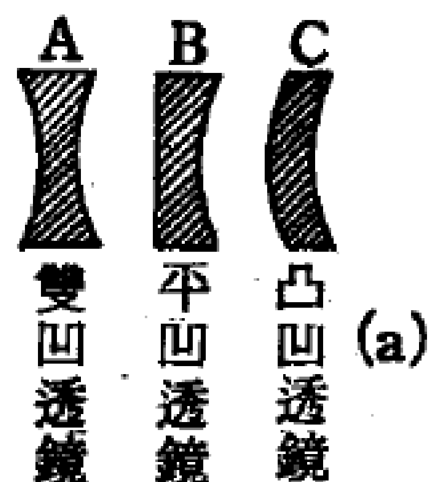
3. 通過焦點的光線反射後將平行於軸前進。

4. 射入鏡心M的光線，在軸的反側以等角反射出去。

凹面鏡因有聚光的性質，可用於反射望遠鏡，如顯微鏡中之反射鏡，醫生所用之額鏡等。又由於凹面鏡的虛像均大於實物，故亦可用作翻鏡。於凹面鏡之焦點上放置光源時，因可得平行光線，向一定的方向照射到極遠的地方，故可用於汽車燈及手電筒等。照耀運動場等的投光燈，其反射鏡即使用拋物面鏡。

【凹透鏡】(Concave lens)

兩側面爲球面或球面和平面所成的透明體，中央較薄，稱爲凹透鏡。分雙凹、平凹及凸凹透鏡三種，如圖5—10(*a*)之*A*、*B*、*C*。其兩面曲率中心之連結線，如圖5—10(*b*)之*GH*，稱主軸或正軸。又其中央有一點*O*，稱光心，無論光線從何方向入射至其點，通過後，均不折射。如圖5—10(*c*)所示，平行主軸之光線，照於凹透鏡上，折射通過後，向四方發散，逆其方向延長之，則均會於與光源同側之一點*F*，其折射光線恰如自其點發來，此點謂之虛焦點。在透鏡兩側各有一個。凹透鏡又叫做發散透鏡。



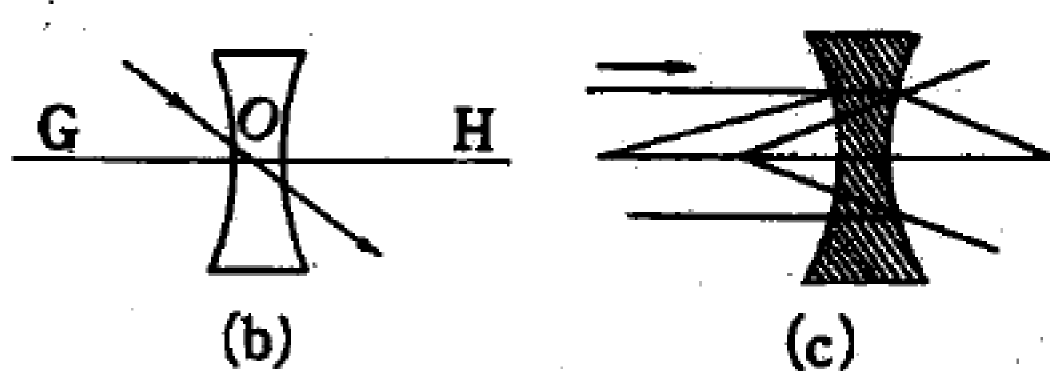


圖 5 — 10

凹透鏡的焦距（如圖5—11）, 是指由焦點到透鏡中心的距離。透鏡愈薄焦距愈長。如爲薄透鏡，則其兩側之焦點距離相等。

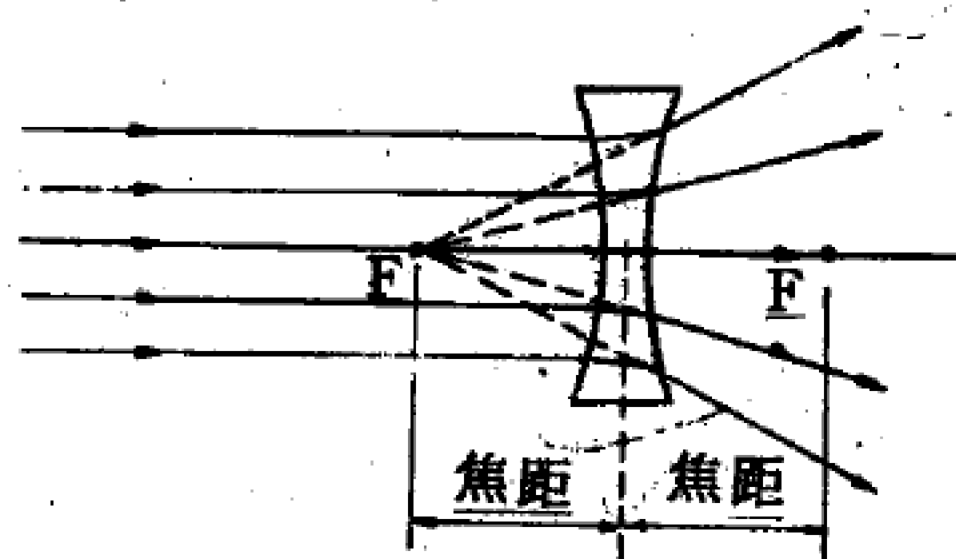


圖 5 — 11　凹透鏡的焦距

【凸凹透鏡】（Convex-concave lens）

有凸球面及凹球面之凹透鏡，而凹面之曲率較大。

【凸面鏡】（Convex mirror）

如圖 5 — 12 所示，爲一其凸面對著外界物體 *AB* 之球面鏡。我們稱之爲凸面鏡，是針對凹面鏡而言。凸面鏡只有虛像生成，且在鏡子的背面，無法以紙屏使之顯現出來。這種虛像是直立而縮小的，如物體距鏡愈遠，則像愈縮小。由此可見，凸面鏡成像之範圍實較凹鏡爲大，這是凸鏡之特性，現代汽車上所用之反光鏡，或都市上臨街窗口所裝之“偵察鏡”均利用之。

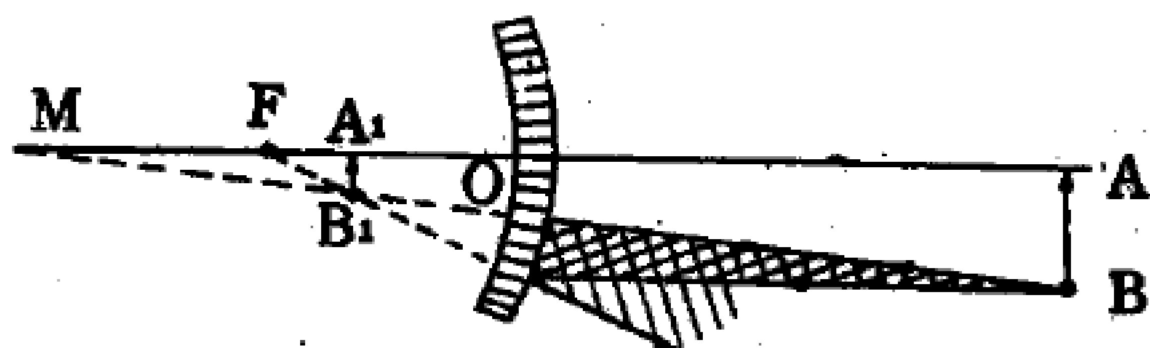


圖 5 — 12　凸面鏡之成像

凸面鏡焦距之所以爲負數，係因被反射之平行光線，只見其逆延長線相交於鏡後之焦點 *F* 所致。

凸面鏡的成像雖比平面鏡小，但因視野較廣濶，故常用作汽車的望後鏡。

自物體發出的無數的光之中，下列四種光線如圖 5—13所示，在成像作圖上極其重要。

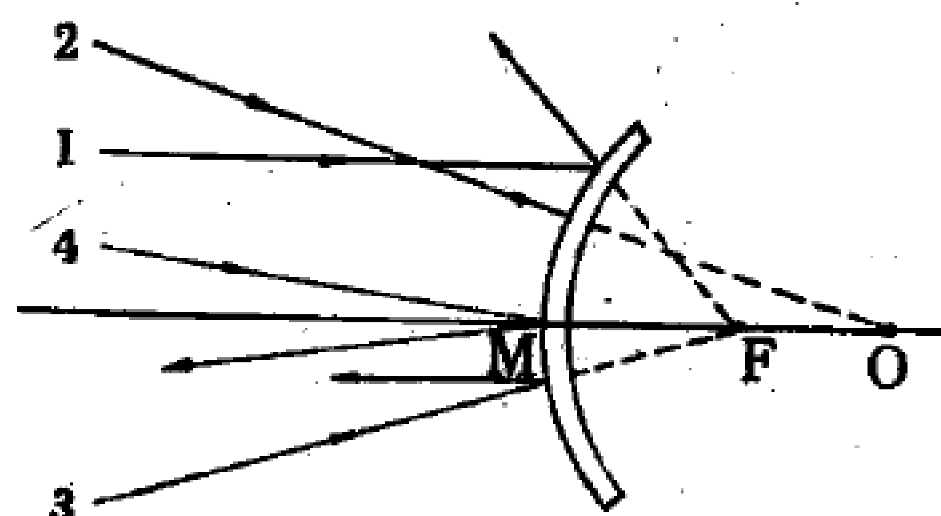


圖 5 — 13

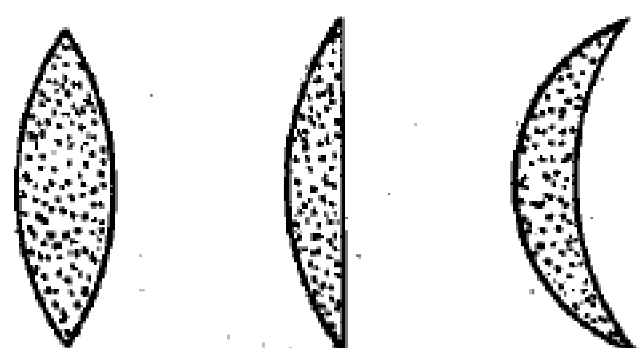
1. 與軸平行的光線，反射後以自焦點射出的方向前進。

2. 向球心的光線，沿原路線反射回去。

3. 向焦點的光線，反射後平行於軸前進。

4. 向球心的光線，在軸的另一側，以相等的角度反射出去。

【凸透鏡】(Convex lens)


圖 5—14

凸透鏡是中央部分較厚的透鏡。凸透鏡分類為雙凸、平凸和凹凸(或正彎月形)等型式，如圖5—14。薄凸透鏡有會聚作用故又稱聚光透鏡，較厚的凸透鏡則有望遠、發散或會聚等作用，這與透鏡的厚度有關。將平行光線(如陽光)平行於軸射入凸透鏡，光在透鏡的兩面經過兩次折射後，就集中於軸上一點，此點叫做凸透鏡之焦點(記號為F)，由於光聚集於此，故顯得特別亮。

凸透鏡在鏡的兩側各有一焦點，如為薄透鏡時，此兩焦點至透鏡之距離大致相等。

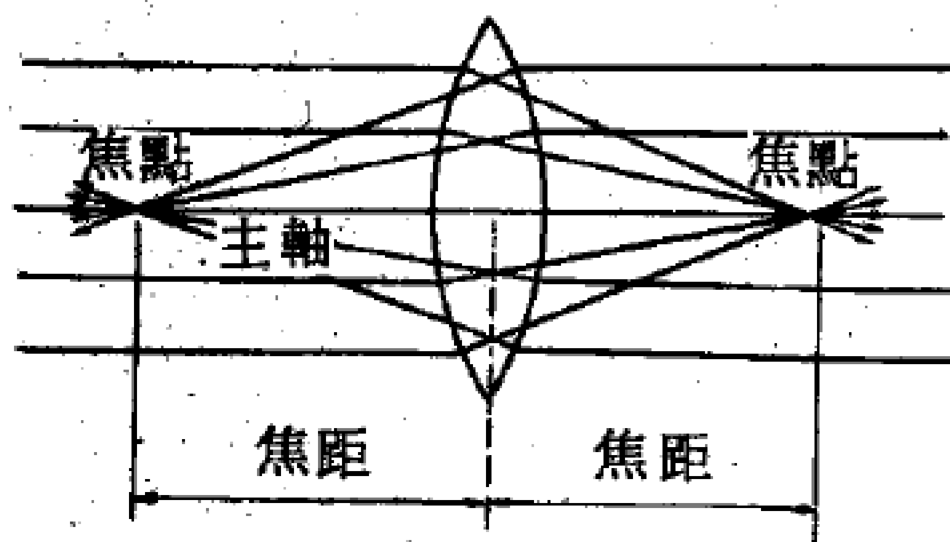


圖 5—15　凸透鏡的焦點與焦距

凸透鏡之焦距如圖 5—15所示，是指焦點到透鏡中心的距離，通常以f代表。凸透鏡球面半徑越小，即玻璃越厚者，焦距越短。

凸透鏡可利用於放大鏡、老花眼及遠視的人戴的眼鏡、顯微鏡、望遠鏡的透鏡等。

【凸輪】(Cam)

利用機械按鈕調諧控制的一種工具。

【出射光瞳】(Emergent pupil)

謂從成像所見孔徑屏障的像。

【出射線】(Emergent ray)

經多次折射後重射入原介質的光線(即最後一次之折射線)。

【功】(Work)

任何來源的一種力，只要能克服一阻力時，我們就稱之為功。例如

：一物體被升擧時，就是針對重力做功；將物體在粗糙的承受面上移動時，就是針對摩擦做功，使物體加速，也就是使其由靜止狀態進入運動時，則爲針對慣性阻力做功。一般吾人對功所下之定義如下：

$$\overline{W}=F\times S$$

式中$\overline{W}$爲功，F爲力，S爲位移。亦即

功＝力×位移

【功函數】（Work function）

熱電子放射（瑞查生效應）時，設由物體表面所放射的飽和電流密度爲i，電子所帶電荷的絕對值爲e，波茲曼常數爲k，絕對溫度爲T，則

$$i=AT^{n}exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right)$$

A爲常數，對金屬而言，$n=2$；對半導體而言，$n=5/4$。式中之φ稱爲熱電子的功函數。

又在外界光電效應中，由低限頻率ν_0及公式$h\nu_0=e\varphi'$（h爲蒲朗克常數）求出的φ'稱爲光電子的功函數。φ和φ'通常以伏特爲單位，但有時將$e\varphi$、$e\varphi'$視爲功函數，而以電子伏特（eV）表示。φ（或φ'）相當於將單位正電荷由費米能階移至固體外眞空中所作的功；即等於令眞空電位爲零時的費米能階的能量絕對值。

由於金屬中位於晶格座上離子的靜電場作用，被束縛於金屬內的電子的能量是負的。因此，一電子要跳出金屬表面，必須具有相當的能量才行，其大小隨金屬的種類和金屬表面的構造而不同。通常，其大小總在數電子伏特左右。如果將所需的能量W寫成：

$$W=e\phi$$

則ϕ就稱爲功函數，就是將電子移出金屬表面所需的最小電壓。在非金屬固體中，也有功函數存在，原理大致與金屬中的相同。

【功原理】（Principle of work）

若不計機械的摩擦，則施於機械上的功，應當和機械所完成的功相等。此種關係，叫做功原理。

功原理可以下列關係式表之：

$$E \times S = R \times S'$$

其中 E 爲主力，S 爲 E 主力所經過的距離，R 爲阻力，S' 爲 R 阻力所經過的距離。亦即

主力×距離＝阻力×距離

【功率】(Power)

單位時間內所作之功，謂之功率。即

$$功率 = \frac{功}{時間}$$

功率之單位在 *M.K.S.* 制爲1瓦特，在工業上最常用者爲馬力 (*horse power*)，以 *H.P.* 表之，此爲英制單位，1*H.P.* 即每秒間能作功550磅達呎之功率，合每秒76仟克米，也等於746瓦特。

【功率比】(Power ratio)

輸出功率與輸入功率的比值。

【功率比度】(Specific power)

在一個核反應器裏，每單位質量的燃料所產生的功率。以瓩熱量每公斤燃料表示之。

參閱"功率密度 (*Power density*)"條。

【功率五極管】(Power pentode)

爲放大電力而設計的五極管。

【功率因數】(Power factor)

在一個電路內，功率的大小與電壓和電流的數值有密切的關係。在直流電路內，功率就等於電壓和電流的乘積。由於功率的單位是瓦特，電壓的單位是伏特，電流的單位是安培，所以也可寫成：

瓦特＝伏特×安培

在交流電路內，電壓與電流經常按一定的週期在變動，而由於電路特性的不同，電壓與電流不是同時達到最大值，在計算交流電路的功率時，電壓和電流相乘之後還要打個折扣，才等於實際的功率。這個折扣就叫做功率因數。或寫成：

$$功率因數=\frac{瓦特}{伏特\times安培}$$

功率因數過低的電路，在運行上是不經濟的。

工作於某一頻率的電路，其電阻 R 與阻抗 Z 的比值就是功率因數。

【功率因數指示器】(**Power factor indicator**)

藉三個線圈測出電流電壓相位關係的儀器。

【功率束射管】(**Beam power tube**)

束射管爲一功率管，有束射五極與束射四極管兩種，其主要特點爲屏流遠較一般五極管爲大，常應用輸出功率放大級 (*output power stages*) ，其所以較普通五極管有大的功率輸出，是因其構造的特點使陰極放射電子成束 (*beam*) 到達屏極。

束射管構造有三個特點：

1. 簾柵極與控制柵極之金屬繞線是螺旋 (*helice*) 上升，簾柵與控制柵每匝互相對準重疊，控制柵極的繞圈遮掩簾柵極，如此造成一束一束的電子越過控制柵極與簾柵極，這種巧妙安排使幾乎全部簾柵電流被消除，而使到達屏極的電流增加，如圖 5 — 16 。

2. 在屏極兩側利用限制極 (*confining electrode*) 或稱射線限制極，集中電子流向屏極的支持柱，此限制極在管內與陰極相連接，因此限制極有排斥屏極兩側的空間電荷，使電子集中，防止電子依附在簾柵極附近。

3. 束射管的陰極與控制柵極及簾柵極形狀爲橢圓形，屏極與簾柵

的距離較普通五極管要遠得多，這一特點顯示，屏極二次放射的電子無法走向簾柵極，因此簾柵極電壓可增高至與屏極爲同一電位。

若陰極在發射電子情況時，簾柵極與屏極爲同電位，在此情況，兩者無電位差存在，在電位分佈上相等，但仍有極大的屏流。

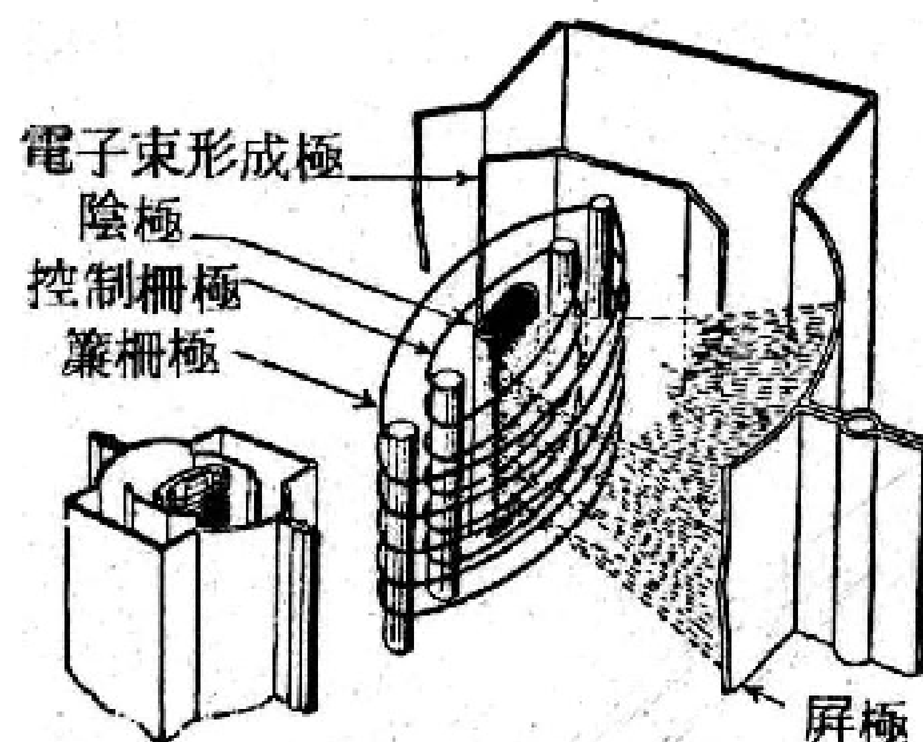


圖 5 — 16
功率束射管之構造

若在相同情況時，陰極發射電子，控制柵極容許一平常的屏流通過，於是在簾柵與屏間任何空間有電子移動，此電子建立了空間電荷，但受限制極負電荷的排斥，於是這些漂浮屏簾間的電子集中成電子束。

束射管的優點是高功率輸出，高靈敏度（ *high sensitivity* ）與高的屏效率。

【功率放大】（ Power amplification ）

1. 放大器中，輸出功率與輸入功率的比。或電流放大率與電壓放大率的乘積。

2. 對換能器（ *transducer* ）而言，功率放大等於換能器送入一特定負載的功率與其輸入電路所吸收的功率之比。

【功率放大器】（ Power amplifier ）

功率放大器是一個聲頻或射頻放大器，大致與電壓放大器相同，其主要的目的，是對負載提供較大的功率。其次要的目的爲放大信號電壓。功率放大器很少作倍頻器用。

【功率密度】（ Power density ）

反應器核心內，單位體積、單位時間所產生的熱能。

參閱“功率比度（ *Specific power* ）”條。

【功率晶體管】（ Power transistor ）

合金面觸式晶體管之一，其設計特別允許大電流大功率者，主要用途是聲頻電力放大。

【功率損失】(Power loss)

由於電流通過導體所引起之電力消耗。

【功率電平指示器】(Power level indicator)

交流電壓表之度盤，以聲頻功率電平記錄者。

【功率增益】(Power gain)

某機件輸出與輸入功率的比值。

【功率輸出管】(Power output tube)

即電力放大管。

【加工硬化】(Work hardening)

同一塊鋼可能富彈性、柔軟或脆弱，全視其經歷的冷熱過程而定。延展、壓縮或在金屬的切力 (*shearing*)，通常可使它對變形力更具抵抗性，這種現象名爲加工硬化。

【加州大學同位素分離器】(Calutron)

爲勞倫斯 (*E.O. Lawrence*) 和他的合作者所設計，用來分離同位素的一項儀器，其構造包含三部分：第一部分爲離子源，用強大放電通過鈾鹽蒸氣，產生帶陽電的鈾原子；第二部分爲一大磁鐵，使離子射線偏轉；第三部分爲一收集器，收集已分離的同位素。

加州大學同位素分離器如圖 5 — 17 所示，係利用磁鐵分離同位素，從離子源產生離子的一束射線進入磁場，這磁場在鉅大電磁鐵的兩極之間。在磁場中離子射線偏轉，輕原子鈾 - 235 比

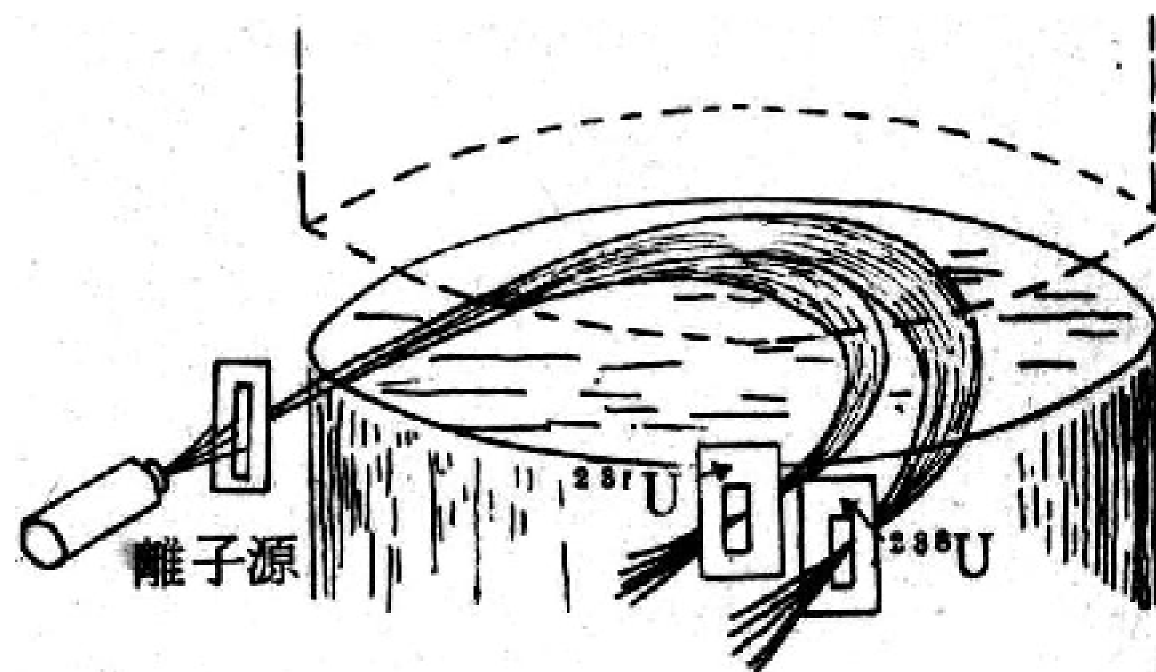


圖 5 — 17　加州大學同位素分離器的概略圖

重原子鈾-238偏轉得更加厲害，因此射線分成兩部。由是可以收集較輕的同位素鈾-235。

【加侖】(Gallon)

液體容積的測量單位，1(美)加侖=3.78543升，1品脫加侖=4.54345升。

【加強性干涉】(Constructive interference)

波產生干涉現象時，其淨位移增大者，稱爲加強性或建設性干涉。

【加強核心】(Spiked core)

一種種籽圍包核心(*seed core*)。

【加強電極】(Intensifier)

又名增強器，在陰極射線管的銀幕與偏向屏間之電極，形如偏帶，對偏向後之電子射線作加速用。其最大目的欲使螢光幕上的光點亮度加強。

【加速井】(Accelerating well)

在汽化器(*carburetor*)內，用以貯藏汽油。當油門(*throttle*)驟然開放時能造出所需要的濃厚混合氣。油門關閉時，此井即盛滿汽油，以備油門驟然開放時之用。

【加速度】(Acceleration)

運動物體速度的時變率稱爲加速度，常以$\vec{a}$表示之。

1. 以時間隔$\Delta t = t_2 - t_1$之起迄瞬間的速度$\vec{v}_1$及$\vec{v}_2$定義爲$\vec{a} = \vec{a}_{av} = (\vec{v}_2 - \vec{v}_1)/(t_2 - t_1) = \Delta\vec{v}/\Delta t$者，稱爲該時間隔內的平均加速度。

2. 取$\Delta t \to 0$，則上述定義的極限值

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \to 0} (\Delta\vec{v}/\Delta t) = d\vec{v}/dt$$，稱爲瞬時加速度。

3. 將$\vec{a}$分爲沿路徑切線方向及法線方向的分量，則分別稱爲切線

加速度及法線加速度。前者爲速度的大小（即速率）發生變化的時變率，後者則在速度的方向發生變化時出現，視質點在該處速度的大小及路徑在該處的彎曲程度而定。

變速運動之物體，其速度隨時間而增加者，稱之爲加速運動（*accelerated motion*）；反之，其速度隨時間而減少者，稱之爲減速運動（*deaccelerated motion*）。

在*M.K.S.* 單位系統中，加速度的單位是以每秒每秒米或ms^{-2}表示，其意義爲物體以等加速度運動時，在一秒內速度增加一每秒米。加速度亦可以其他單位，如（哩／小時）／秒表示。

【加速度運動】（Accelerated motion）

速度變更之運動名爲加速度運動。加速度運動可分爲三種：(1)方向不變，速率變更；(2)速率不變，方向變更；(3)速率與方向均變。直線運動及簡諧運動屬於第一種，圓周運動屬於第二種，速率與方向均變之運動則屬於第三種。

【加速柵極】（Accelerating grid）

普通指電子管的簾柵極（第二柵極），因爲它亦接上高電位，目的將從陰極而來的電子加強吸力，使其奔向屏極途中，速度增加。

【加速參考坐標】（Acceleration reference frame）

特殊相對論的結果只適用於等速運動的參考坐標系，因此推廣到一般的加速度參考坐標系爲必然的趨勢，這也是一般相對論所努力的目標。從數學的觀點看，坐標爲（x，y，z，t）的四維空間，瑞曼空間中所討論的瑞曼幾何的對象就是加速度運動的坐標系。最簡單的加速度參考坐標系爲等加速度直線運動參考坐標系，如愛因斯坦所討論者，在一密閉的升降機中，升降機的鋼纜突然斷裂，則在升降機內的觀察者，置身於此加速度參考坐標之中，對升降機內所看到的一切，如同置身於慣性坐標系內一樣。愛因斯坦認爲此時的重力場和此加速度坐標系有等效

作用，即是等效原理。這說明在自由落下的升降機中，觀察者將無法區分出自己是在等加速度的參考坐標中，還是在重力場中。等效原理乃是廣義相對論所依據的基本原理，因此，以瑞曼空間表示加速度參考坐標系，研究瑞曼幾何的構造，則可知重力場的性質。

其他有名的加速度參考坐標系有等角速運動的圓板，在板上的觀察者將感到離心力場和向心加速度的兩種情況，這也是加速度參考坐標系的例子。

【加速電荷之電磁輻射】(Electromagnetic radiation of accelerated charges)

溫度大於絕對零度之任何物體，由於靠近其表面處電荷的運動，此表面就會發射輻射能。這種輻射和可見光的性質完全一樣，都屬於電磁波，但波長比較長（通常稱爲紅外線波）。物體表面之電荷由於溫度的提升將成爲加速電荷，此時，這些加速電荷運動時，兼有磁場，其產生之輻射卽謂之加速電荷之電磁輻射。

【加速器】(Accelerator)

加速器是一種加速帶電粒子至高能量，使引起原子核反應的裝置。由於原子核反應的發生，必須利用高速粒子的轟擊，所以在原子核物理及高能物理的實驗研究上，加速器是極重要的工具。此外，加速器可用於產生放射性同位素。

1919 年拉塞福以人工方法試將一元素轉變成另一種元素成功，實現了古代鍊金術士的夢想。當天然放射 α 粒子的原子核 ^{214}Po 所放射之 α 粒子通過氮氣時，可觀察出有帶能量的質子（ *proton* ）產生。拉塞福正確地解釋了這種現象，認爲這種現象是由於 α 粒子與氮原子核作用後形成氧及一質子，即



$$^{14}_{7}N + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{17}_{8}O + ^{1}_{1}H$$

天然放射之 α 粒子，其能量自 3 至 9 MeV 間，除了極輕的原子核外，任

何其他原子核的庫倫障壁皆可阻止其在原子核中產生反應，於是物理學家開始探求一種增加α粒子能量的方法，以便研究週期表上所有元素與α粒子作用後之核反應。同時也可將此方法應用於氫核、質子誘發反應的研究上。

使這些質點的能量增加，其原理十分簡單：氫或氦原子除去電子後形成帶正電荷之原子核。若使此帶正電荷之原子核穿過一兩端電壓不同的管子，如圖 5 — 18 所示，則原子核在管中被加速而以較高的能位射出，若質子穿過一兩端電位差爲 1,000 伏特之“加速管”(*accelerator tube*)，可獲得 1,000*eV* 的能量。α粒子因帶＋2單位電荷，故若氦原子核穿過這種加速管，則所增加之能量將爲 2,000 *eV* 。引起核反應之彈丸，其最小能量須與此反應核之庫倫拒斥障壁之高度相當，因此，粒子能量須數百萬*eV* 方能使用。早期加速器物理學者面臨著兩個重要問題，其一爲如何自原子上剝落電子使其成爲正離子，其二爲探求一種供應加速管兩端高電位差的方法。



圖 5 — 18

爲首的問題早已解決，若以帶有能量的電子撞擊氫氣時，氫即游離生成質子。圖 5 — 19 所示爲一典型之離子源。當氫流入燈絲上端，與自燈絲發射之加速射向正極的電子撞擊，氫氣即游離而帶電，再以一電位爲負之分離器 (*extractor*) 將正離子源吸入加速域中。分離器的設計必須儘量減少正離子間的碰撞。

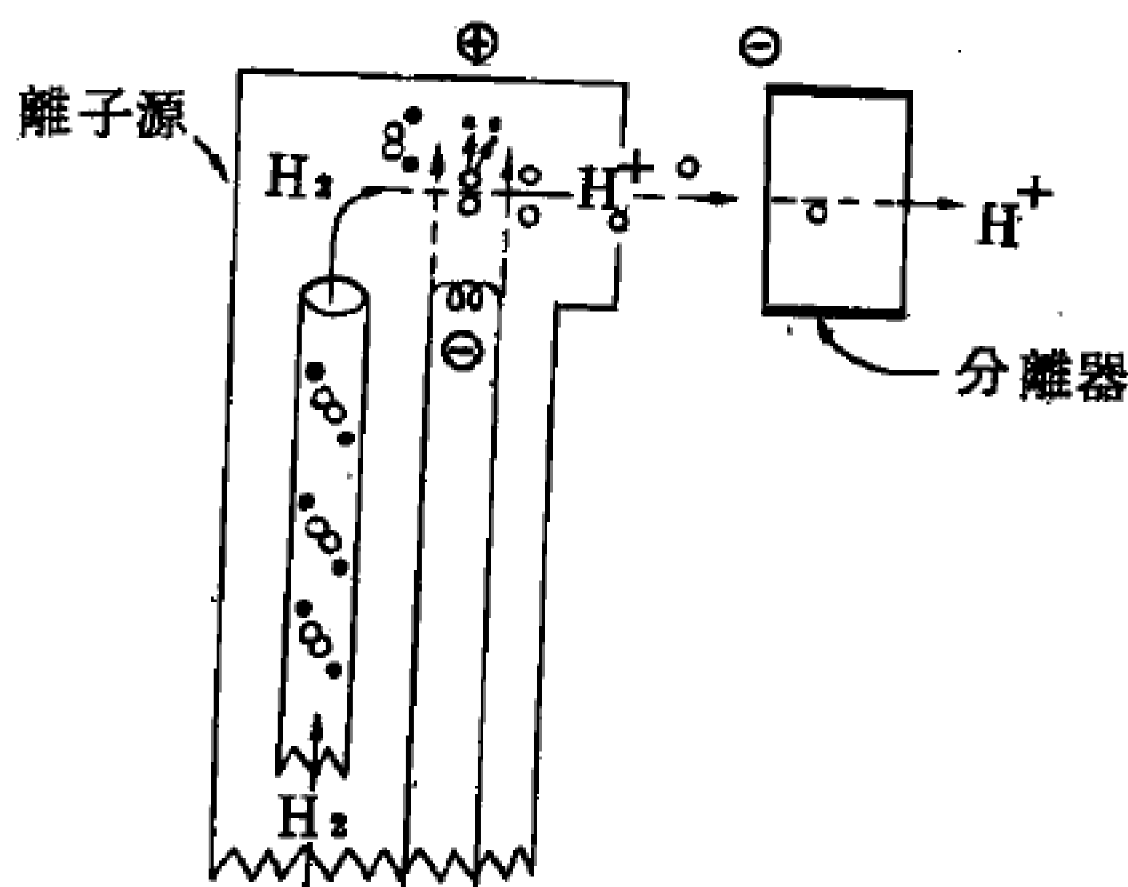
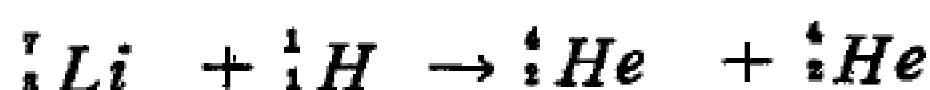


圖 5 — 19

如何在加速管的間端產生足

夠的電位差是個頗難克服的問題。1922 年柯克勞夫（*J.D.Cockcroft*）與沃耳吞（*E.T.S.Walton*）在英國劍橋拉塞福實驗室首次以人工加速粒子引起原子核反應成功，他們以質子轟擊氧化鋰靶，反應時生成 α 粒子。



$$^{7}_{3}Li + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{4}_{2}He + ^{4}_{2}He$$

此質子由一組串聯電容器安裝之電壓倍增系統將能量增加至數十萬電子伏特（*eV*）。雖然柯克勞夫、沃耳吞設計的加速器，已可使粒子獲得了*MeV*的能量，其粒子束也具有相當的強度，但其他的加速方法今日應用得更為廣泛。

加速器自 1929 年發展至今，已有許多種類型式，包括：柯克勞夫、沃耳吞加速器（*Cockcroft-Walton accelerator*）、范得格拉夫加速器（*Van de Graaff accelerator*）、直線型加速器（*linear accelerator*）、廻旋加速器（*cyclotron*）、貝他加速器（*betatron*）、同步廻旋加速器（*synchro - cyclotron*）、貝伐加速器（*bevatron*）、宇宙級加速器（*cosmotron*）及同步加速器（*synchrotron*）等。

粒子加速的最大能量，因粒子及加速器種類的不同而不同，世界第一個加速器為柯氏加速器，於 1930 年建造成功，可加速質子達三十萬電子伏特能量。

【加速器針】（Accelerometer）

又稱為加速表、加速度測定器或加速計，量度所作用之力以測定物體加速度之機械，稱為加速器針。是工業上及研究實驗室中極其有用之工具。

【加速轉動】（Accelerated rotation）

角速度不等之轉動稱為加速轉動。

【加瑪】（Gamma）

量磁場強度的單位，1 加瑪＝10^{-5} 高斯（*gauss*）。

【加瑪函數】（Gamma function）

加瑪函數爲不定積分

$\Gamma(z)=\int_0^{\infty}e^{-t}t^{z-1}dt$

【加瑪射線】（Gamma ray）

加瑪射線爲原子核放出的第三種輻射，原子核放射加瑪射線後，其Z或A均無變化。加瑪射線與X射線、光、無線電波一樣，爲一種電磁輻射（*electromagnetic radiation*），是原子核內所發出之電磁波，波長從10^{-10}米左右到低於10^{-14}米，其所對應之頻率爲從3×10^{18}赫茲到3×10^{22}赫茲。加瑪射線的穿透力強，不帶電荷，每單位路徑上的游離作用很微弱。在相同長度的路徑中，加瑪射線生成的離子對只有相同能量的貝他粒子（*β-particle*）所生成的1～10％。所以加瑪射線的游離作用幾乎都是少數高能量初次離子對產生的二次游離作用。

大部分物質不太容易吸收加瑪射線，活的有機體吸收後會造成嚴重的後果，且加瑪射線穿透力極強，要用較稠密的物質（如鉛和耗乏鈾等）來阻擋或屏蔽它才比較有效。

加瑪射線之應用（*utilization of gamma ray*）有二種：

(1)加瑪射線光譜——許多同位元素放射一種或多種加瑪射線，均由其所具不同能量，而呈其特性。碘化鈉結晶體吸收一個加瑪光子，即有一感應，其強弱比例於此光子之能量。置於此結晶後之光倍增器即將其脈波輸往多頻道選波器，繪出加瑪射線的光譜，再加以鑑別。此法迅即可以確認非射線性物質之性質，只須將此種物體經輻射後，而呈放射性。此法最適於分析岩石。

(2)加瑪射線照相——對於厚金屬層加瑪光子之透過力較X射線更強，故甚合用。

【加瑪射線之遏止】（Stopping of amma ray）

加瑪射線通過物質時，發生光電效應、康普頓效應及成對產生等三種作用。由於這三種作用，其能量轉移給電子，而本身逐漸被遏止。當加瑪射線能量甚低時（約數十至數百KeV），主要因光電效應而失去能量；能量較高時（約數百KeV至數MeV），則康普頓效應較爲顯著；能量再高（約數MeV以上時），主要因成對產生而失去能量。

【加瑪射線測厚儀】（Gamma ray gauge）

加瑪射線測厚儀是利用反散射之加瑪射線，測定厚度的儀器。

加瑪光子受康普頓效應，放射較低之散射加瑪射線，入射射線經曝光面由吸收體反射出來之散射加瑪射線，稱爲反散射加瑪射線。此種反散射加瑪射線之能量與強度繫於一次射線及反散射線間之角度大小。故一具用於反散射加瑪射線之測厚儀須裝配一架可以選擇直接射線及反散射射線之偵測儀。

【加瑪衰變】（Gamma attenuation）

加瑪射線不帶電荷，也無靜止能量，當原子核放射加瑪射線時，其Z和A均無變化，但由於加瑪射線帶出能量，故使原子核質量減少。阿伐及貝他衰變常使原子核處於受激狀態，這種激發能可再由加瑪射線放出。例如鈾-238衰變時，77％的阿伐粒子能量爲4.18 MeV，23%的爲4.13 MeV。顯然的放出4.13MeV的阿伐粒子於衰變後其原子核的能量較放出4.18MeV的阿伐粒子後的原子核能量大0.05 MeV，由實驗發現，這0.05 MeV的能量將由加瑪射線放出，如圖5—20所示。

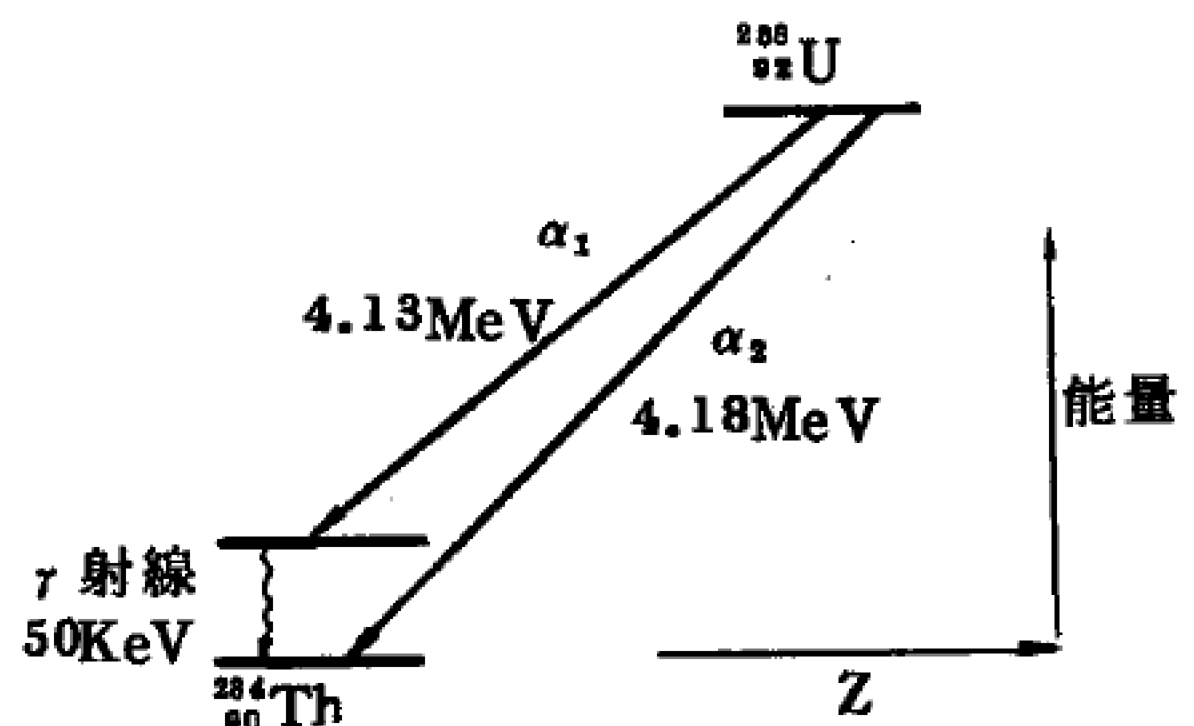


圖 5 — 20

原子核經阿伐或貝他衰變後，立即放出加瑪射線的情形佔大多數。但在有些情形下，

原子核於阿伐衰變後或貝他衰變後可能不立即放出加瑪射線，而在較高能態中停留一段時間，這種情況中的原子核稱爲同分態（*isomeric state*）的原子核。

加瑪射線輻射不同的能量，與阿伐粒子相似，而與電子及正電子衰變放出的連續能譜不同；加瑪射線沒有質量及電荷，不易與物質作用，故有甚大之穿透力，例如，4*MeV*的阿伐粒子，不能穿過數毫米厚的水膜，4 *MeV* 的電子約爲 2 *cm* 厚的水層就能擋住，而 4 *MeV*的加瑪射線經過 20 *cm* 厚的水層後，還能留下原射線的一半，經過 70 *cm*的水層後，還剩 10 %的射線。

【加瑪輻射】（Gamma radiation）

核在發射阿伐質點或貝他質點之際，亦常發射加瑪射線。多數生成核初在受激態，從而降至其正常狀態，並將多餘的巨能以輻射之形式放出，是以在核蛻變之際常伴以電磁輻射。此項電磁輻射即是吾人所謂之加瑪射線。於是加瑪發射之機構與原子中電子軌道之電磁輻射相若，前者源於原子核的量子狀態之轉移，後者則源於原子中之電子軌道的量子狀態轉移。顯示原子核發射加瑪射線之實例甚多，有些貝他射線譜係由連續譜與幾條銳線譜所構成，銳線常分佈在連續譜上，此諸銳線顯然不是源自核所發射之電子，蓋因發射自核的電子未具明確一定之速度。今已知此諸銳線係由因加瑪輻射自核外*K*或*L*、*M*等電子軌道射出之電子所構成。如此由*K*、*L*或*M*電子之發射以替代加瑪輻射之現象，通稱之爲加瑪射線的內變換（*internal conversion*）。此種電子稱爲加瑪射線之二次電子。

內變換，似乎可被認爲核所發射的加瑪射線光子，因光電效應而撞出該核外之*K*軌道或*L*、*M*等軌道上電子的現象。然今日有很多實驗顯示此種見解不正確。據近年之研究，此現象係由軌道電子與核之直接的相互作用，使核之受激能傳給軌道電子而生。

【加算器】(Adder)

以運作放大器所配成的電子儀器，能運作加法，彙算總數。

【加壓管路反應器】(Pressure - tube reactor)

在這種反應器裏，燃料元件裝在許多管路內，管內壓力甚高，冷卻劑在管內流動，而管路部分之外圍環一箱型容器，其內裝有壓力較低的緩速劑。

【加壓熔點計】(Manocryometer)

一種度量物質熔點因壓力的改變而產生變化的儀器。

【包量與括量】(Bra and ket)

量子力學中，以向量代表一物理系統的狀態，稱爲狀態向量。狀態向量可以是波函數，也可以是一行矩陣(*one-column matrix*)。狄悅克創用代表狀態向量的括量，將一向量寫爲 $| \rangle$；若欲分別此向量與彼向量，例如向量 $\vec{a}$ 和向量 $\vec{b}$，則將 a 和 b 兩字母放入 $| \rangle$ 之間，寫成 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$，就代表 a 狀態向量和 b 狀態向量。因爲向量空間有線性組合的性質，因此由一組基本向量，經不同的線性組合，即線性相加，

如 $$\lambda_1 |a\rangle + \lambda_2 |b\rangle$$

λ_1、λ_2 爲純量，可以產生向量空間中任一向量。這一組基本向量的詳細定義如下：一組向量中，若沒有任一向量可以寫成其餘所有向量的線性和，則這組向量稱爲線性獨立向量；若一向量空間最多可包含 n 個線性獨立向量，則此向量空間叫做 n 維向量空間。而其中任何一組 n 個線性獨立向量都可以稱爲這向量空間的基(*basis*)，即任何其他向量都可以用基向量的線性組合表示之。通常，一 n 維向量空間內的某一向量，可用 n 個純量分量表示。在矩陣裏，我們將這 n 個純量寫成一行，成爲一行矩陣。

狄悅克又創用包量的向量表示法，用記號 $\langle a|$ 表示之。如 $|a\rangle$ 向量代表一行矩陣

$$|a> = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \\ a_n \end{pmatrix}$$

則$<a|$代表一列矩陣，　$<a| = (a_1^*, a_2^*, \cdots a_n^*)$
這也是向量的一種，但數學的意義和括量不盡相同，對括量的向量空間而言，包量空間是它的對偶空間。

向量空間的維度可以是有限的，也可以是無限。通常若一組向量｛a_n｝可以用線性組合的方法以構成空間內的每一向量，這一組向量對此空間而言，稱爲“完全向量”。很顯然地，一向量空間的基就是一組完全向量。

【包圍光】(Ambient light)

長持續性銀幕之示波器，在觀察信號時任何在管面的光線。

【包絡線】(Envelope of wave)

調幅載波上下波峯之包圍線，其形式是代表聲頻強弱和頻率者。

【北斗七星】(Ursa Major)

北極附近的星象，無論晝夜，都在地平以上。某地所見北極出地之度數，恰等於該地之緯度。所以在地面高緯度處，北極出地高，所見晝夜不沒的恆星，也隨與俱增。北天星象最爲顯著而爲大家知道的就是北斗。我們稱此七星爲斗，西方稱*Dipper*，我們稱爲帝車的西名稱*Charle's Wagon*，可謂巧合。北斗最東之二星，若連一直線，向斗之上方延伸，達到該二星相距五倍處，可見一顆光輝略同北斗之明星，就是北極星。他的位置與天極很接近。我們看它恆在北方，所以是汪洋荒漠上旅行者指引方向最好之明星。北斗七

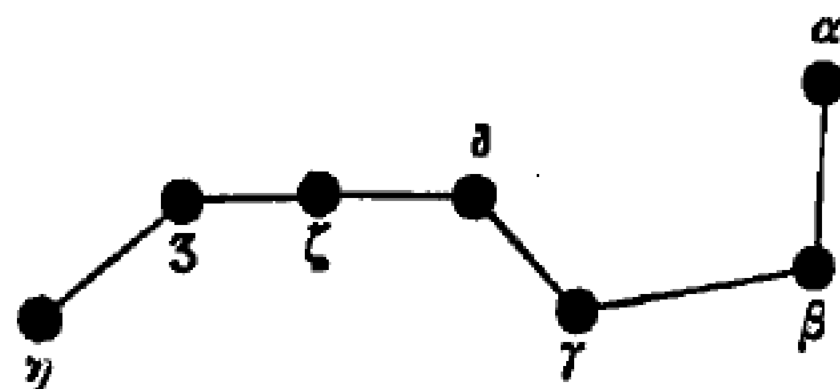


圖 5—21　北斗星座

星如圖 5 — 21 所示，名爲天樞、天璇、天璣、天權、玉衡、開陽、搖光。樞、權、璇、璣合成斗魁，其餘三星，則爲斗柄。此各星之西名，就是大熊座之 α（*Alpha*）、β（*Beta*）、γ（*Gamma*）、δ（*Delta*）、ϵ（*Epsilon*）、ζ（*Zeta*）、η（*Eta*）星。開陽之旁，有一伴星，相距略當月亮直徑三分之一。目力好者，不難看見它。

參閱“大熊星座（*Ursa Major*）”條。

【北冕星座】（**Corona Borealis**）

靠近牧夫星座，形似馬蹄，所以易於辨認。這星座中只有一顆星比較明些，其餘都很黯淡，加之夏夜的天空又格外皎白，所以有時也很難找到。

參閱“牧夫星座（*Boötes*）”條。

【北極】（**North pole**）

地球的地軸（自轉軸）和地球的表面相交於兩點，其中朝向北極星的那一點，叫做北極，通常以 *N* 表之。

北極是地球上最有趣的一個地方。嚴格點說，這個最北的地方沒有東、西和北方之分，四面八方都是南。這裏的一晝夜就是一年，北極的白晝長達半年（186 晝夜 10 小時），另外那半年（178 晝夜 14 小時）就是黑夜。這裏也沒有經度之分，也就是說，一晝一夜間也沒有24小時之分。這時的太陽無論怎樣出沒，總是在地平線上 23.3 度的範圍內活動。無論那顆星星都是永遠不落不升，一直在一定高度的天空中轉圈子。

【北極光】（**Aurora Borealis**）

北極光出現最多的季節，是初春和秋天，也是最美麗的時候，這種光輝也有人稱爲宇宙光，南半球的人稱爲宇宙光較多，澳洲卻稱之爲南方光。

北極光乃因太陽不斷地放射熱力的細粒氣體，當那些粒子層到達地球的磁場，就成螺旋飛行向地球表面的磁力線區而來，這些粒子的光，

就像我們日常所看見的那種帶著白色、紅色、藍色和青色的光芒。

因爲地球的磁場在南極和北極是最強有力的，所以宇宙光在很遠的高空中才容易被發現。

【北極星】(Polaris)

這顆星是小熊星座的α星，爲小熊星座中最亮的星，它在天上北極的附近，所以叫做北極星。光度是 2.1 等星，距離約有 1,000 光年，由此計算它的眞正光度，比太陽明亮一萬倍。它幾乎都出現於同一位置，自古以來常藉它判定北方向，或協助瞭解緯度。

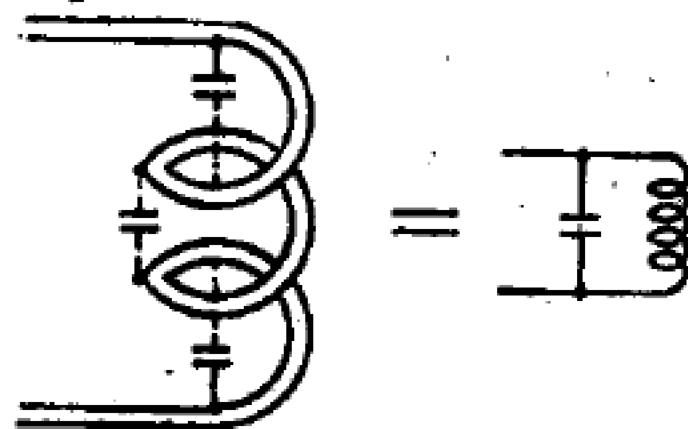
北極星的高度，和其地點的緯度幾乎相同。北極的高度是 90°（頭頂上），在赤道上（地平線上）可看見，在南半球即看不到。

【北落師門星】(Fomalhaut)

從織女星引線經牽牛星向東南，離牽牛星約二倍於原來二星間距離的地方，又有一顆明亮的一等星，它的星光橙色。這顆星叫做北落師門星。它是一個叫做南魚星座(*Piscis Australis*)之α星。在北落師門星附近諸星都很黯淡，只有它特別明亮，所以極易辨明。

【匝間電容】(Inter - turn - capacitance)

自感線圈的轉與轉間所具有的電容。匝間電容(圖5—22)與和線圈並聯的電容起著同樣作用，即能使由線圈與電容器所構成的廻路的諧振波長增加。因此匝間電容便使廻路不易調諧到相當短的波長，如果帶匝間電容的線圈能調的波長超過了廻路需要調諧的波長，則調諧就成爲不可能了。因此在專用於波長很短的自感線圈內，力求將匝間電容儘量減小。


圖 5—22

【半人馬星】(γ - Centauri)

離我們最近的一顆恆星，叫半人馬星，距離地球是 4.3光年，也就是光線要走上 4.3 年，而從太陽到地球，光線只要走八分鐘。這個半人

馬星，是個多星系統，有好幾個兄弟姊妹，只是沒有行星，因此很可能沒有生物生存。

【半波天線】(Half - wave antenna)

天線長度接近發射或接收波長之半。

【半波板】(Half - wave plate)

又稱半波晶片，即為 180°之推移器(*shifter*)，其可以使轉換的偏振型式對稱於推移器上。

半波板可用作右旋圓偏振光(*right - circularly polarized light*)對左旋圓偏振光(*left - circularly polarized light*)的轉換，反之亦可將左旋光轉換成右旋光。同理亦可將右旋橢圓偏振光轉換成左旋橢圓偏振光。

【半波整流】(Half - wave rectification)

整流時，通過於整流器的只是交變電流的一個半週。最簡單的二極整流管半波整流電路圖和已整電流的形狀有如圖 5 — 23所示 。半波整流器是最簡單的整流器，不過效率很低，而且要將已整電流平滑，也比在全波整流器要困難一些。所以通常多用全波整流。

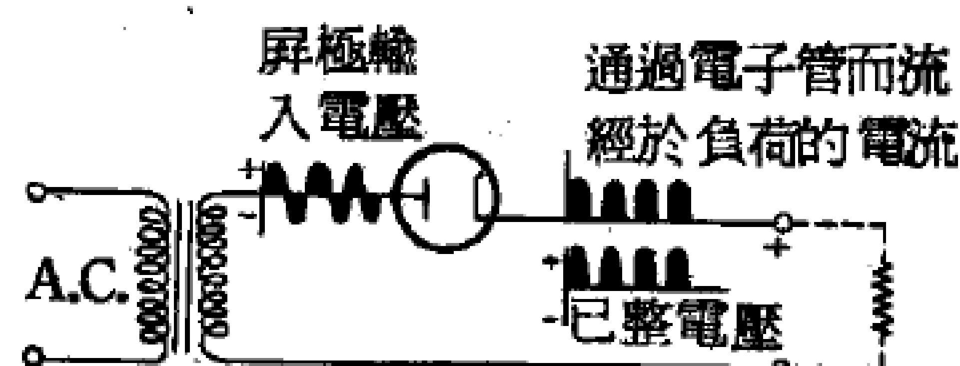
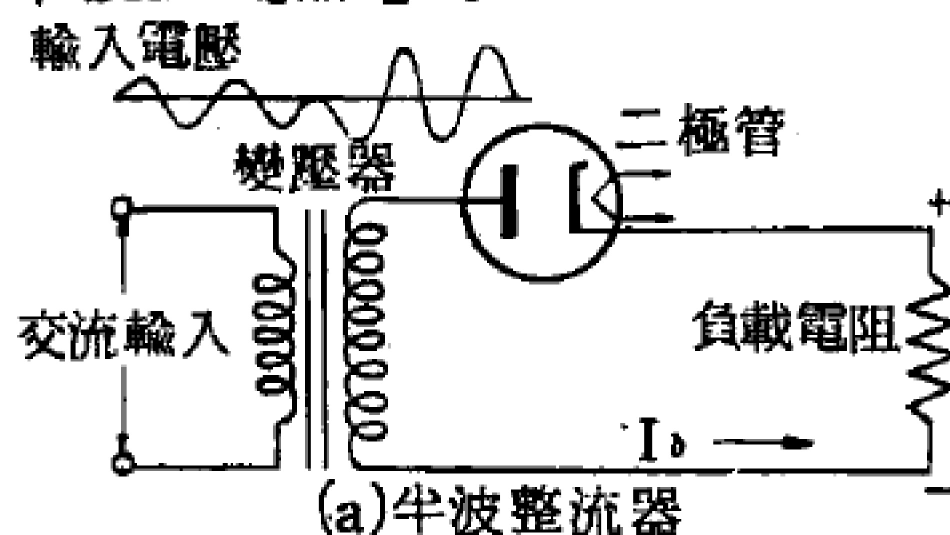


圖 5 — 23

【半波整流器】(Half - wave rectifier)



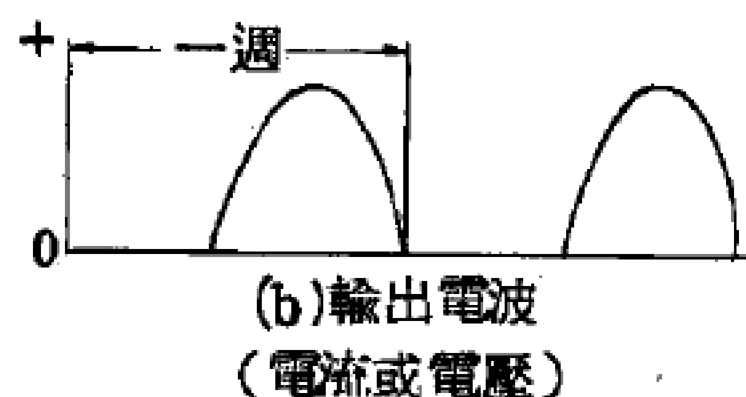


圖 5 — 24　半波整流器及輸出之波形

從圖 5 — 24半波整流器的輸出波形，與輸入交流波形的比較可知，當有屏流流動時，輸出波形的瞬時振幅，完全隨輸入交流波形的正半

波而變。所以在交流輸入電壓的正半週時，二極管屏極電流的波形（圖 5—24(b)），完全與交流輸入電壓的波形相同。由於只有輸入交流電壓的正半週輸出，輸入電壓的一半就被損失了。因此半波整流器的效率非常低，僅能供給小電流。半波整流器的另一缺點，就是輸出的脈衝電壓及電流的頻率與交流輸入電壓頻率相同。爲了消除此交流漣波（*ripple*），所以必須加一濾波器，使整流器的輸出成爲平穩的直流。

【半金屬】（ Semimetal ）

若一晶體的能帶多數都是完全塡滿，只有一兩條被電子態塡充小部分，或者幾全塡滿而只有小部分空而未塡，這個晶體不是半導體就是半金屬。兩者的區別在當溫度接近絕對零度時，半導體的能帶若不是全被塡滿就是全空的，也就是和絕緣體的情形相同。半金屬則在絕對零度時也有一兩條能帶塡有少量電子態或者少量空著，即有導電性。半金屬的導電性通常隨溫度之增加而減少。像鉍、砷、銻、硒、碲等元素和它們的一些合金都有半金屬的性質。

【半音】（ Semitone ）

兩音的頻率比約等於 $2^{1/12}$ 之音程稱爲半音，是現代西樂所用音階中相鄰兩音符的最小音程。全半音（ *diatonic semitone*）的音程爲 $\frac{16}{15}$，花半音（ *chromatic semitone* ）的音程爲 $\frac{25}{24}$ 或 $\frac{135}{128}$ 。

【半值厚度】（ Half - thickness ）

任何一種降低 X 射線的劑量率至其原有值之半所需的某特殊材料之厚度稱爲半值厚度。

【半衰期】（ Half life ）

放射性元素衰變成其他元素（或基本粒子衰變成其他基本粒子）時，該元素的原子核數目（或基本粒子數）減少至原來數目之一半所需的時間，稱爲半衰期。各種放射性元素的半衰期，有長至幾十億年，有短至幾千萬分之一秒，各不相同。放射性元素較穩定者其半衰期較長，亦

即衰變較慢。放射性元素隨時間減少情形如圖5—25所示。

半衰期T與衰變常數λ的關係可依下式表之

$$T=\frac{1}{\lambda}\log_e 2=0.693\frac{1}{\lambda}$$

放射性元素在衰變過程中，其原子核數減少至原來數目之$1/e$（e為自然對數之底）所需的時間稱為平均壽命（*mean life*）。平均壽命τ與衰變常數λ的關係為

$$\tau=\frac{1}{\lambda}$$

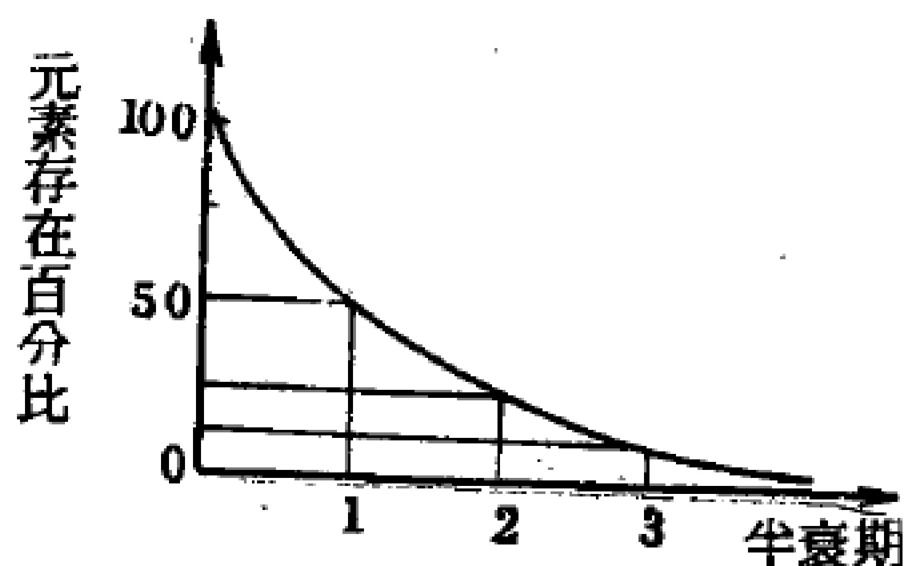


圖5—25

放射性核種數依上述的衰變公式，經過一個半衰期就減為一半；再經過一個半衰期減為$\frac{1}{4}$；經過第三個半衰期則減為$\frac{1}{8}$，……。這種半衰期是放射性同位素共有的特性。

由元素之半衰期可以計算出岩石結構及其年齡。

【半透明體】（Translucent body）

可使一部分光透過之物體，稱為半透明體。如磨玻璃、色玻璃、油紙等。

【半透膜】（Semi-permeable membrane）

能使溶液或其他混合物中的某種成分（例如水）通過，但是阻止另外成分（例如鹽離子）通過的膜稱為半透膜。膀胱膜、腸壁膜、玻璃紙、將鐵氰化銅沉澱在有細孔的陶器上等均為均勻半透膜之例。半透膜的現象主要由於膜的微細孔而引起，半透膜性能與孔的大小有關。

在熱力學中假想一半透膜，此半透膜只允許混合氣體或溶液的某種成分通過而阻止其他成分，這種半透膜叫做理想半透膜，生物的原形質膜具有特殊的半透性，但其理較複雜。

【半電池】（Half-cell）

只有一個電極的電化學系統。

【半塗銀】(Half - silvered)

謂一塗有金屬的面，有半透光的特性。

【半經驗質量公式】(Semiempirical mass formula)

吾人可以認爲原子核殆爲球形，其體積與質量數A成正比，密度爲一定，恰與液滴相若，遵循此觀念，則中性原子質量M_o，可寫爲Z個氫原子與($A-Z$)個中子之質量之和。即

$$M_o = 1.00812Z + 1.00893(A-Z)$$

然而原子質量實較M_o小，因爲在形成核之際，有與結合能相等的能量釋出，故上式應予適當之改正，而得

$$M(A,Z) = 0.99389A - 0.00081Z + 0.014A^{2/3} + 0.083\frac{(A/2-Z)^2}{A} + 0.000627\frac{Z^2}{A^{1/3}} + \delta(A,Z)$$

此處改正之(A，Z)，根據實驗，如下所列：

$$\delta(A=\text{偶},Z=\text{偶}) = -0.036A^{-\frac{3}{4}}$$

$$\delta(A=\text{偶},Z=\text{奇}) = +0.036A^{-\frac{3}{4}}$$

$$\delta(A=\text{奇},Z=\text{奇}) = 0$$

因在推證上式時，部分係根據實驗或經驗，故上式特稱爲半經驗質量公式，由此式算出之結果甚爲精確。

【半影】(Penumbra)

如於日蝕、月蝕等時部分入影的區域之謂。

【半導體】(Semiconductor)

某些物質在接近絕對零度，無雜質而又無晶格缺陷的情況之下，性質類似絕緣體。當溫度逐漸增高時，其導電性亦逐漸增強。在室溫時其電阻係數介乎良導體與絕緣體之間(約在10^{-2}至10^{+9}歐姆厘米之間)。有上述特性的物質，稱爲半導體。

如從能帶觀點而言，半導體的能帶總有一兩條只有一小部分塡有電

子態，或者幾乎被塡滿而只有一小部分空著，其他能帶都被完全塡滿。在絕對零度時，較低能帶完全被塡滿，較高能帶則全部空著。此時情況與絕緣體相同。如溫度增高，或增加某種適當雜質，則少數電子得到足夠跳過能隙的能量，而進入較高能帶。這些電子就如金屬中的電子一樣，有導電作用。

雖然半導體的導電性較金屬爲差，但是它們的導電性卻隨溫度的升高而增大，金屬則相反，係隨溫度的升高而減小。典型的半導體爲鍺（*germanium*）及矽（*silicon*）。其他重要之半導體物質包括 Cu_2O，Se，$PbTe$，PbS，SiC 與 $InAs$。

在半導體中加入極少量的其他元素，其導電性常能大量增加，因此，矽中常加入微量的砷或硼。

由於半導體在受到熱或者光的幫助時，能夠很靈敏地放出很多電子，因而能製成許多自動控制的儀器。

利用半導體對熱的敏感性，可製成精密的溫度計，甚至可以量出半公里外人體發出的熱。

半導體的另一用途，是用在助聽器上。使用半導體的小型助聽器，可以裝在角質眼鏡架上，可以把放大的聲音送到耳上的耳骨，通過耳骨送入內骨。

【半導體放射線探測器】（Semiconductor detector）

一般測量放射線能量時，常用帶電粒子探測器或閃爍計數器。但用此類探測器來測量放射線能量時，除了氣體電離箱外，所得之精密度不超過 5 ～ 10％。

最近（1960 年以後），利用矽或鍺的結晶的放射線探測器，即所謂半導體探測器（固態探測器），已經可以把放射線能量測定得很準確（1％以下）。現在這種探測器不只應用於原子核物理實驗上，其他在化學、生物學、醫學方面也將成爲最有用的探測器。

半導體探測器特徵如下：

1. 能量的分辨性好。

2. 比較安定。

3. 使用較簡單，由於探測器體積小，可以做幾何學上正確的實驗。

4. 帶電粒子的探測效率高，對中子、γ 射線的效率低。

最近亦曾把此類探測器放在火箭升到太空做宇宙線的研究，在化學方面用來做化學分析後的放射性物質的精密測定。由於半導體探測器的形狀小，將來在醫學上也將被普遍的利用。進入體內的 α 射線源，因其軌跡短，不能由體外探測。

【半導體接合式雷射】(Semiconductor laser)

當電流以正向通過一 *P-N* 接頭 (*P-N junction*) 時，電子與"電子空位" 的再結合會有紅外線伴隨發生。把半導體接合片的兩邊磨光，則當電流密度超過某值時，就會產生雷射。由於高電流密度會產生熱，故半導體接合式雷射通常只作低溫下短時間的脈動操作。半導體接合式雷射的量子效率趨近 1，也就是說，每一個電子 (或電子空位) 越過接合部時，就差不多有一個光子放出。輻射的波長大致對應於半導體的共價帶與傳導帶間之能量隙。如砷化鎵半導體的能量隙是 1.45 eV，其雷射波長約為 0.855 μ。砷化銦的能量隙是 0.35 eV，其雷射波長約為 3.5 μ。半導體接合式雷射無疑地將成為一種有用的紅外線源，其主要原因是它體積小和效率高。

半導體雷射有一個很大的好處，就是它不需要分開的輔助泵 (*pump*)，只要把電子直接注入，就可以把介質激勵起來。效率也非常高，幾乎可以把輸入的功率百分之百的轉變為輻射能。另外還有一個根本上的優點，就是所輸出輻射能的頻率，可以用控制半導體的化學成分或溫度而得改變。同時，輸出功率的大小也可以用變更泵電流而得控制。

【半導體整流器】(Semiconductor rectifier)

將半導體應用於整流器者謂之半導體整流器。

參閱"整流器(*Rectifier*)"條。

【卡】(Calorie)

熱量的單位，使一克的純水升高1°C的熱量稱爲1卡，1,000 卡稱爲一大卡(*large calorie*)，寫爲一仟卡(*Kcal*)。據較精密的測量，使一克的純水升高1°C所需的熱量隨著溫度而稍異。例如(1)使0℃的純水一克升至1°C所需要的熱量，(2)使14.5°C的純水一克升至15.5°C所需的熱量，(3)使19.5°C的純水一克升至20.5°C 所需的熱量均不相同。通常將(2)的熱量定義爲1.0000卡，則(1)和(3)分別等於1.0083卡和0.9989卡。(1)的熱量稱爲0°卡，(2)稱爲15°卡，(3)稱爲20°卡。使0°C的純水一克升高至100° C時所需之熱量的百分之一稱爲一平均卡。但在平常生活中，使用15°卡較方便。在英美國家中，熱量除卡以外，還使用磅攝氏度或磅華氏度，分別爲使一磅的水升高攝氏一度或華氏一度所需的熱量。後者又稱爲一英熱量單位(*B.T.U.*)，1*B.T.U.*=250卡。表示燃料的發熱量或食物的營養價值時所用的卡，通常是一仟卡之意。

【卡士格冉望遠鏡】(Cassegrainian telescope)

反光遠鏡之一種，在鏡內軸上置有一塊雙曲面鏡，使光線抵達拋物面鏡後反射至此鏡，然後再反射至曲率中心之小孔，完成光學效果。小孔開於大反射鏡之曲率中心處。

【卡士勒】(Aefred Kastler 1902 -)

生於法國亞爾薩斯，波地奧斯(*Bordeaux*)大學博士。1941年離開波地奧斯大學轉高等師範大學任教迄今。1966年以發現並發展光學方法以研究原子中的赫茲共振，而得諾貝爾物理學獎。卡士勒的主要研究是原子物理學，1949年發明雙共振法，1950年發明光學泵(*opti-*

cal pumping ）技術，可測定原子核的自旋和磁矩，並且爲以後的雷射舖路。

【卡分地西】（ Henry Cavendish 1731—1810 ）

英國物理學家及化學家。1772 年以實驗證明靜電學的平方反比定律的眞實性，並證明只要在內導體外層圍以導體時，內導體上即無電荷存留，電荷全部流至外圍導體。1776年研究並鑑定氫氣，1781年概述大氣的組成成分，並證明水是化合物。認爲熱與能量之間有關係。1798年設計扭秤，首次量度牛頓的重力定律中的重力常數，這是極爲精密的實驗。量得重力常數，即可求得地球質量，因此卡氏是第一位“稱”地球“重量”的人。

【卡分地西扭秤】（ Cavendish torsion balance ）

卡分地西扭秤，爲卡氏所設計，如圖5—26所示，用以計量萬有重力常數G。

【卡分地西實驗】（Cavendish experiment ）

卡分地西在 1798 年設計量度萬有重力常數G的實驗，所用儀器爲卡氏設計的扭秤。質量各爲m之二小球固定於輕棒兩端，

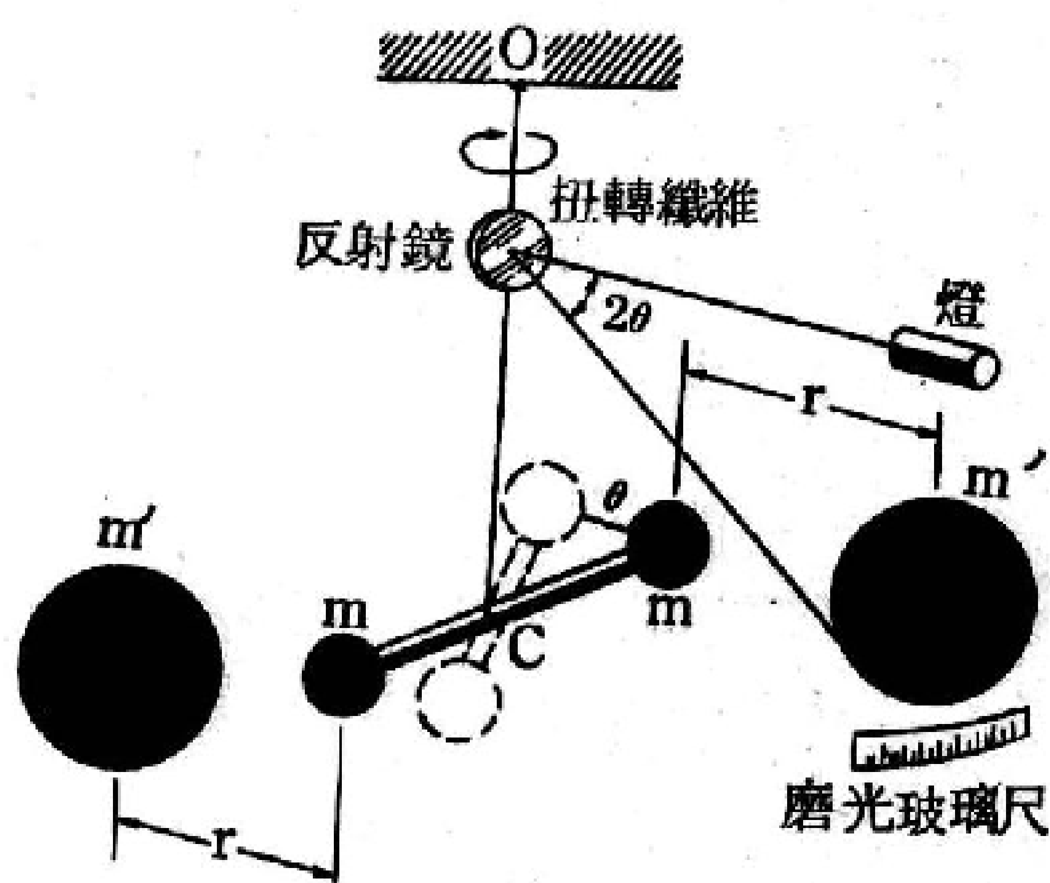


圖 5—26

成爲啞鈴狀，以石英細線垂直懸之（當年卡氏用加銀之銅線）。將質量各爲m'之二大球各置於啞鈴的兩邊靠近末端。當大球在位置A和B時，由於重力定律，二小球被吸引，使啞鈴反時針轉動。當大球在A'和B'之位置時啞鈴順時針轉動。石英纖維上附一小鏡，當小球由一位置轉至另一位置時，纖維扭轉角度 θ，觀測小鏡的反射光束的偏角可測得 θ 值，則可計算重力常數G。卡氏當時測得的G值爲

$(6.754 \pm 0.041) \times 10^{-8}$ 達因厘米^2／克^2

現在公認的最佳實驗值爲

$(6.6732 \pm 0.0031) \times 10^{-8}$ 達因厘米^2／克^2

參閱“卡分地西扭秤（*Cavendish torsion balance*）”條。

【卡西尼環縫】（**Cassini's division**）

土星外光環與中光環間之罅隙，寬約四千公里。

參閱“土星（*Saturn*）”條。

【卡曼常數】（**Karman constant**）

卡曼常數 k，有 $(\frac{\tau}{\rho})^{\frac{1}{2}} = kz\frac{\partial v}{\partial z}$ 的特性，其中 ρ 爲密度，τ 是切應力，g 是距離，v 是速度。

【卡曼渦（旋）列】（**Karman's vortex street**）

在流體中將柱狀物體以適當速率移動，則在物體左右兩旁交互產生方向相反的渦旋，這些渦旋有規則地排成兩列。1906 年貝納（*H.Benard*）作出此現象的實驗研究，但於 1911 年，馮卡曼（*Von Karman*）給予流體力學的理論根據，因此有卡曼渦（旋）列之稱。設兩渦列間距離爲 h，一列中兩渦旋間距離爲 a，則當

$$\sinh(\pi h/a) = 1$$

即 $h = 0.281a$ 時渦列呈似穩狀態；其餘場合則呈不穩狀態。實際可觀察的卡曼渦，其 h/a 略近於 0.3。當風吹時，電線會呼嘯，此現象可由卡曼渦列的發生而加以說明。

【卡諾】（**Nicolas L'eonard Sadi Carnot 1796—1832**）

法國物理學家，生於巴黎。1812 年入工業大學，1814 年離開學校任政府的工程師。父親是法國大革命時革命軍的天才將領。1832 年八月二十四日死於霍亂，年僅三十六歲。1824 年發表一篇熱力學的論文，介紹可逆過程的卡諾循環，其重要性到死後（1848 年）始爲克耳文所認識，爲熱力學第二定律的先驅。卡諾另一篇論文在 1872 年才發表

，在此文中卡諾顯然已預知能量守恆原理，並已準確測定熱功當量。

【卡諾定理】(Carnot's theorem)

在一定溫度的兩熱源間操作的循環過程中，無論何種可逆循環，其熱效率均相同。又在所有循環中，可逆循環的熱效率最大，而熱效率最大的循環均爲可逆循環。這種關係稱爲卡諾定理，可自熱力學第一定律及第二定律導出。最初提出本定理的是卡諾，爾後給以嚴密證明的是克勞修士(*Clausius*)。

【卡諾效率】(Carnot's efficiency)

卡諾熱機在卡諾循環中所作的功爲

$$W = Q_1 - Q_2$$

其熱機的效率爲

$$\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

此效率爲所有熱機中效率最高者，稱爲卡諾效率。

【卡諾循環】(Carnot's cycle)

卡諾(*S.Carnot*)所倡議的可逆循環。熱機中的工作物質依下列的似穩過程作循環變化，如圖5—27所示：

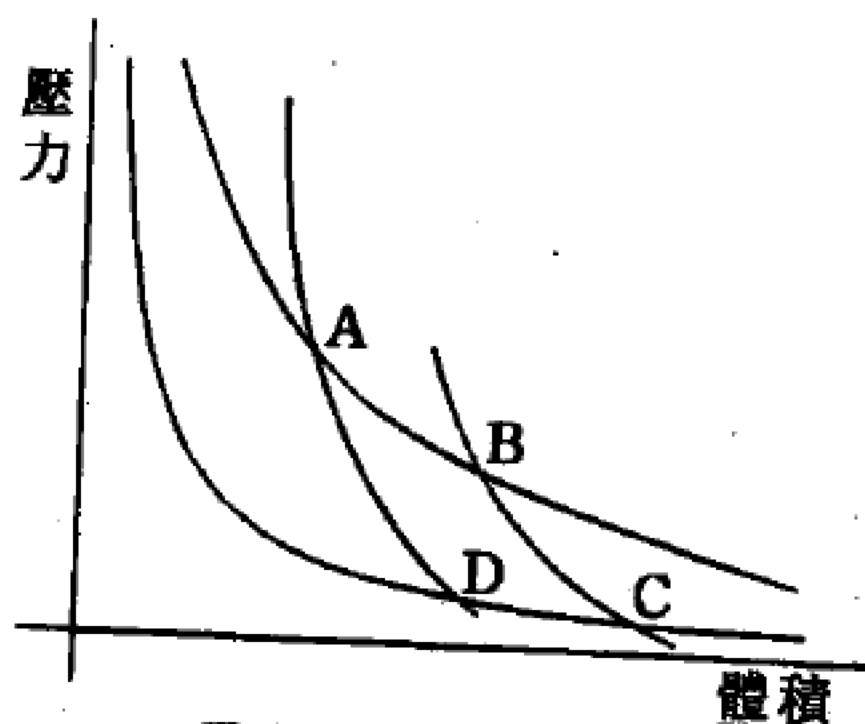


圖5—27 卡諾循環

1. 使工作物質等溫膨脹(*A*→*B*)。

2. 使工作物質作絕熱膨脹而降低其溫度(*B*→*C*)。

3. 在此溫度下，作等溫壓縮(*C*→*D*)。

4. 最後作絕熱壓縮，使溫度升至原始狀態(*D*→*A*)。

設在1.的等溫膨脹時溫度爲T_1，此物質所吸收的熱量爲Q_1，又設在3.的等溫膨脹時溫度爲T_2($T_1 > T_2$)，此時所放出的熱量爲Q_2，則

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0$$

此時熱量 $Q_1 - Q_2$ 變成功而輸出外界 。利用這種循環的熱機，稱爲卡諾熱機。$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$ 稱爲其熱效率。

【卡諾熱機】(Carnot's engine)

在熱力學上，熱機爲一熱力系統，它可以操作一循環過程使此系統的始態與終態相同，並且在此過程中做下述工作：

1. 從溫度爲 T_1 之熱庫吸收一定量的熱 Q_1 。
2. 從溫度爲 T_2 之熱庫（$T_1 > T_2$）放出一定量的熱 Q_2 。
3. 對外做一定量的功 $W = Q_1 - Q_2$ 。

卡諾熱機以任意均勻之氣體或液體爲工作物質，可操作下述之可逆循環過程，即卡諾循環：

1. 從溫度爲 T_1 之熱庫吸收熱 Q_1 ，使工作物質由 a 態等溫變化至 b 態（見圖 5 — 28）。

2. 然後由 b 態絕熱變化至 c 態。

3. 再將工作物質等溫變化至 d 態，使放出熱 Q_2 。

4. 最後絕熱變化至始態，即 a 態。

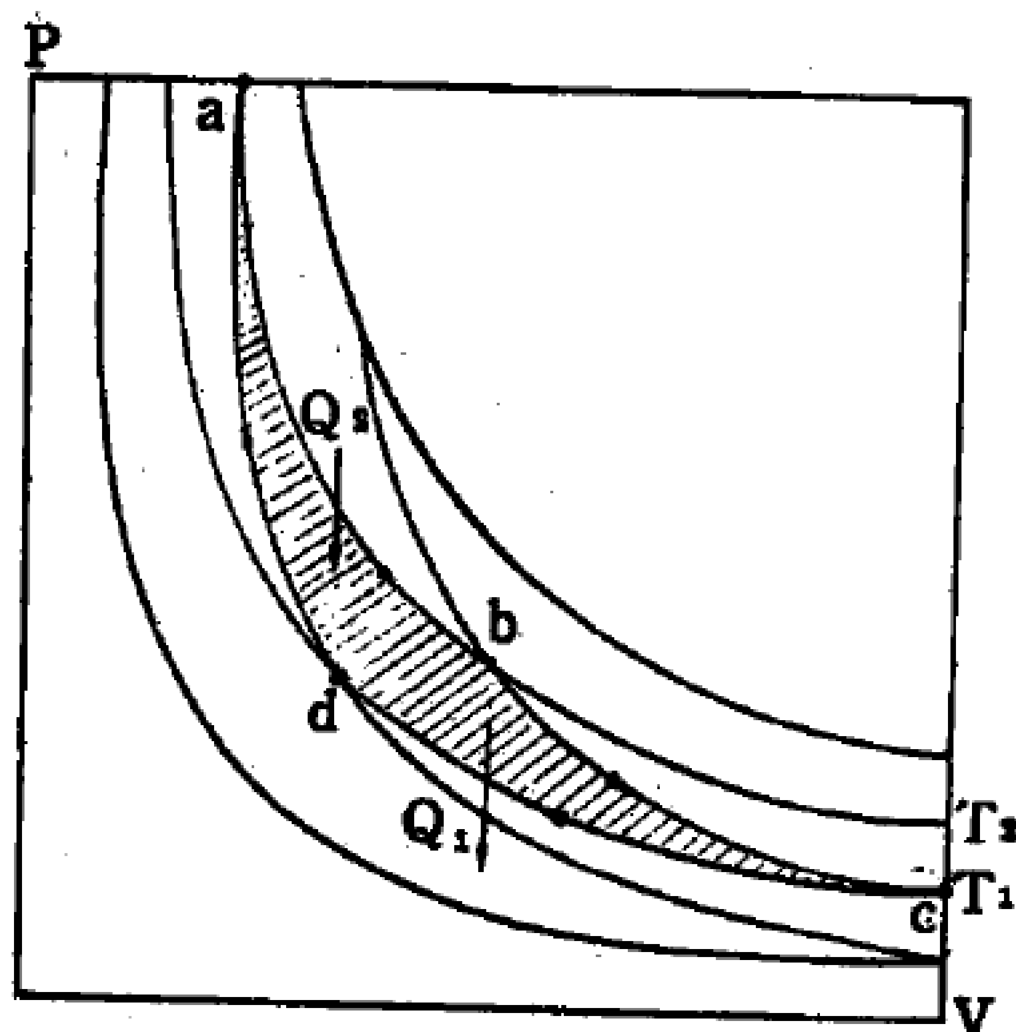


圖 5 — 28

圖中 a，b，c，d 四點所包含的面積即表示上述系統所做的功 W

在此循環過程中，卡諾熱機所做的功爲

$$W = Q_1 - Q_2$$

此熱機的效率爲

$$\eta = 1 - Q_2 / Q_1$$

可證明爲所有熱機中效率最高者。因爲所有不同工作物質的卡諾熱機均有相同之效率，故 Q_2 / Q_1 僅爲溫度的函數，由此可定義絕對溫度 T，即

$T_2 / T_1 = Q_2 / Q_1$

圖 5 — 28 即爲卡諾熱機的 $P-V$ 圖。

【卯酉圈】(Prime vertical)

即通過天頂和天球子午圈成直角的大圈。

【去游離】(Deionization)

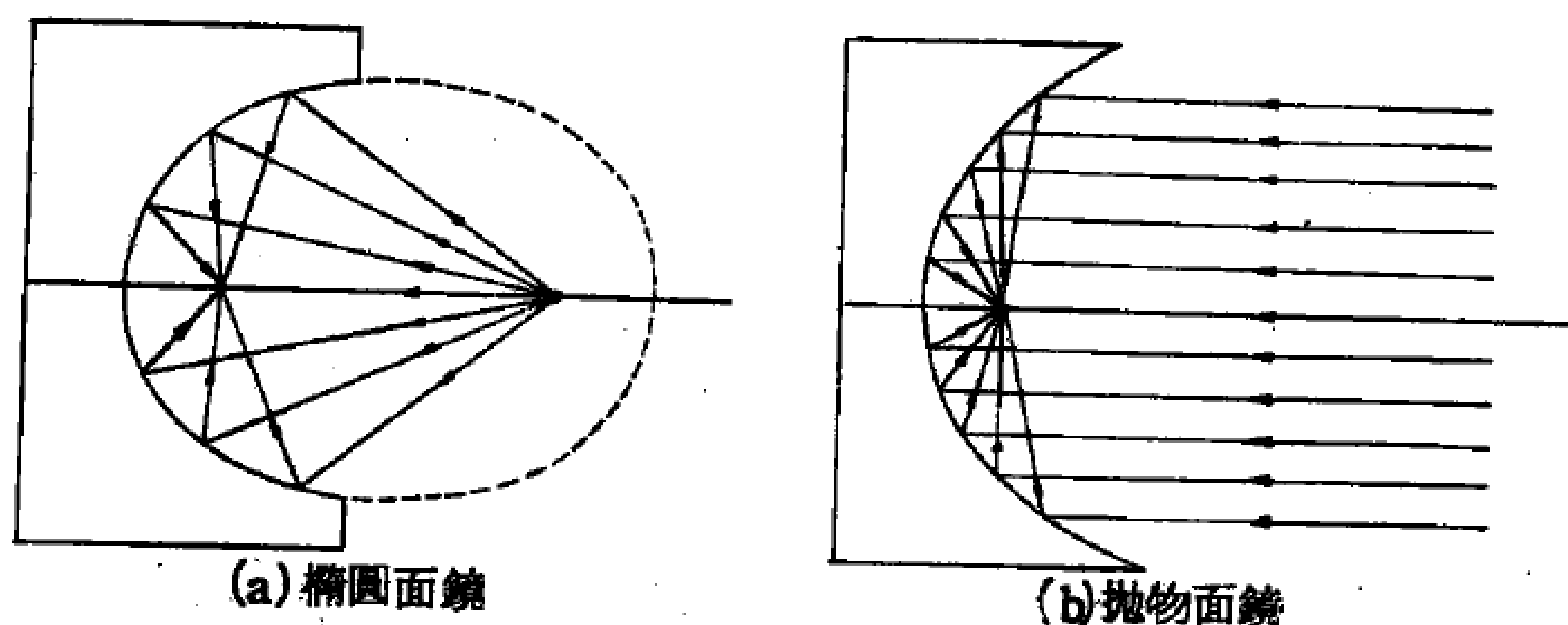
電子與離子會合，還原成中性原子。

【去像散性球面鏡】(Anastigmatic spherical mirror)

球面像差 (*spherical aberration*) 雖不能完全消除，但一適當設計的球面，可以將它抑制於一定位置，此種球面鏡稱爲去像散性球面鏡。

對位於鏡面中心之點物，其像恰爲一點 (亦在球心)，故無球面像差。因此，球面鏡中心爲一去像散性位置。

去像散性位置，可藉鏡面之形狀而變更之。如一橢圓面鏡，對位於橢圓焦點上一物，它之像恰在另一焦點上，爲一去像散性者 (圖 5 — 29 (*a*))。同樣，拋物面鏡，對於平行於主軸之射線，反射後均通過拋



(a) 橢圓面鏡　　(b) 拋物面鏡

圖 5 — 29

物線之焦點(圖 5 — 29 (*b*))，亦無像差之產生，此就是爲何拋物面鏡用在望遠鏡上之理。拋物面鏡不僅接收電磁譜上的可見區域，也可接收無線電頻率區域之電磁波，如無線電望遠鏡。

【去耦】(Decoupling)

除去耦合的效應。

【去耦濾波器】(Decoupling filter)

二個電路使用相同的頻率和公共的阻抗，就會有耦合(*couple*)。倘使放大器具有幾級放大電路，所有電路的屏極都由同一直流電源供應器供給，各級放大管的屏極電流都一定要流經這一直流電源供應器，所以電源供應器的內阻(由抗流圈導線，眞空管內阻等構成)對各級放大器電路而言，成爲一公共阻抗。

當一信號加至放大器，眞空管的屏極電流將依照信號變化而變更。除了直流電部分流過公用電源供應器外，所有屏極電流的交流部分必然流經公共阻抗。這些電流有的彼此同相，有的相差180度。而這些同相的電流將使電路發生極大困擾。

同相的電流彼此相加，相加的電流經過公共阻抗，產生一種電壓變

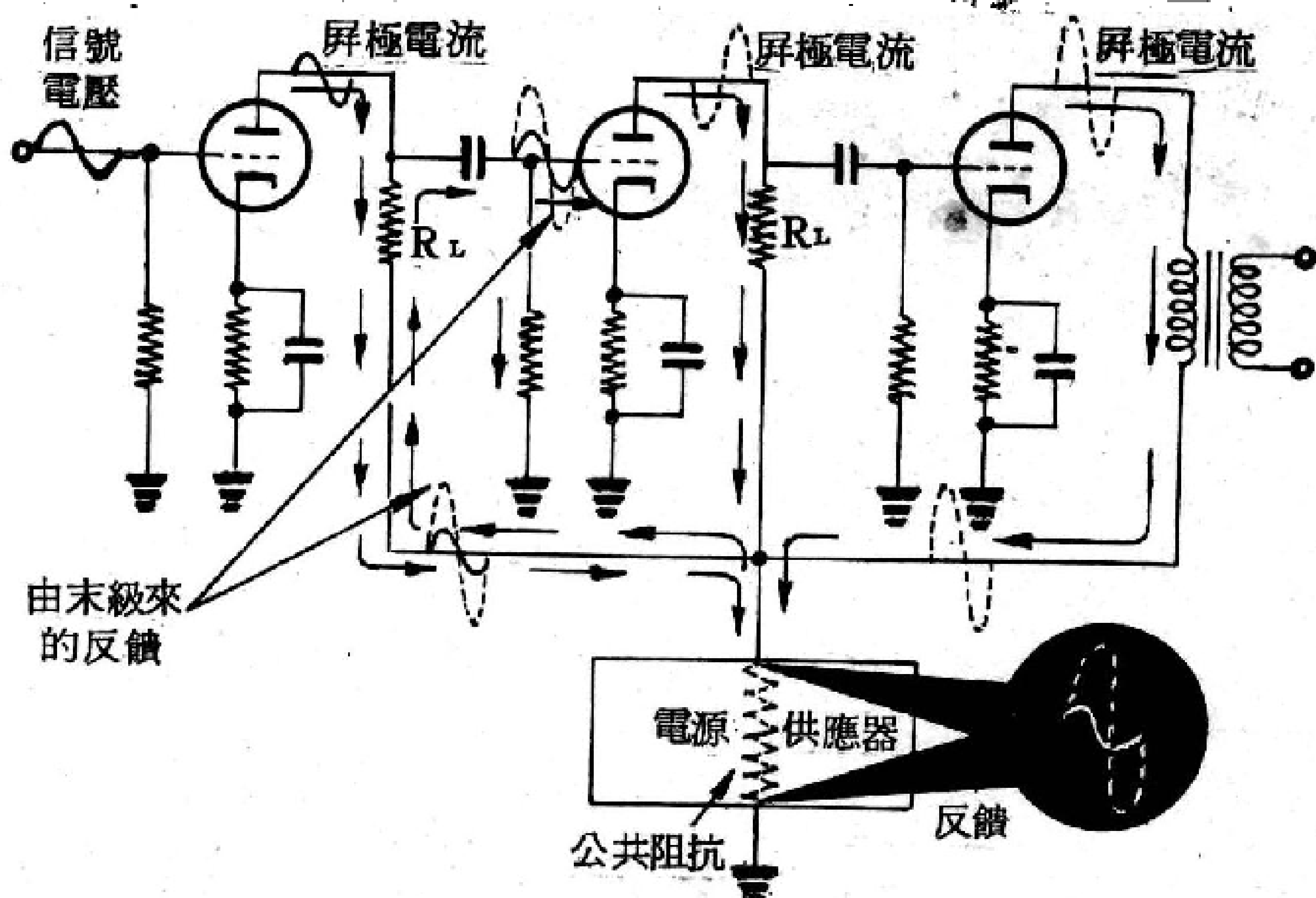


圖 5 — 30　三級放大器中所產生的反饋

化，由一級反饋(*feedback*)至另一級，最後送至揚聲器，產生一種類似汽船聲的聲音，這就是在放大器中稱這種困擾爲汽船聲(*motor boating*)的原因。

倘使不讓屏極電流的交流部分流經電源供應器的公共阻抗，上項的反饋現象將可消除。去耦濾波器的作用，就是在電源供應器上並聯一低電抗路徑，但在電源中有一高電阻，因爲這樣，很少交流電能經過電源供應器和它的公共阻抗，而消除反饋作用。

去耦電容器的數值須大至它的電抗值遠比去耦電阻器和電源供應器的公共阻抗兩者的總電阻值爲小。去耦電容器數值通常在 0.25 微法至 8 微法間。

去耦濾波器的作用，在使每一級放大器與電源供應器的公共阻抗相隔離。

【去磁】(Demagnetization)

使物質之磁性弱化或變成沒有磁性。例如鐵的居里溫度爲 790°C，將具有磁性之鋼鐵針加熱至赤熱狀態再冷卻之，必發現其磁性減退，無法吸引鐵粉。

【司乃耳】(Willebrord Snell 1591－1626)

荷蘭數學家及物理學家，生於荷蘭來登，1613 年繼其父任來登大學數學教授。1617 年 (最早) 用三角方法求經度的長度，因而可測地球的大小。1621 年發現光的折射定律，最爲有名，但未撰寫論文發表，只是講述此定律而已。1626 年十月三十日逝於來登。

【司乃耳定律】(Snell's law)

光折射現象中，入射角的正弦值與折射角的正弦值之比爲一常數。

或寫爲：

$$\frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_r} = n_{21}$$

式中 θ_i 與 θ_r 分別代表入射角和折射角，常數 n_{21} 稱爲第二介質相對於第一介質的折射率，其值由入射波與兩介質的性質決定。司乃耳定律又稱笛卡爾定律 (*Descartes' law*)。

【司托克士】(Sir George Gabriel Stokes 1819－1903)

1819年八月十三日生於愛爾蘭，1837年入劍橋大學潘洛克（*Pembroke*）學院。後曾兼任皇家學會之路卡遜（*Lucasian*）教授、秘書及主席三職於一身，以前只有牛頓曾身兼此三職。1887至1892 年經劍橋大學推薦爲國會議員，1903年二月一日逝世。

司托克士是英國十九世紀三大物理學家中最年長者，另兩位是馬克士威和克耳文，司氏在十九世紀中葉對劍橋學派的數學物理貢獻極大。大部分的研究工作是關於波在各種介質中傳播的現象、非壓縮性流體的穩定流動、摩擦、聲學、光的波動理論、繞射及偏振、雙折射、光譜等。在擔任皇家學會秘書職的三十年期內，司托克士促進數學和物理科學的發展，不僅自己從事研究，並建議問題鼓勵他人研究，獎掖後學，對學術研究貢獻甚大。

【司托克士定律】（Stokes' law）

半徑爲 a 的圓球，以速度 v 在黏性係數爲 η 的流體中流動時，圓球必受大小爲 $D=6\pi\eta av$ 的阻力。此爲司托克士由理論近似地導得的結果，對雷諾數 $R=\rho av/\eta$（ρ 爲流體密度）約在一以下的流體成立。

【司托克士定理】（Stokes' theorem）

對向量 $\vec{v}$ 場內有限曲面 S 成立的下面關係式，稱爲司托克士定理：

$$\iint_S \vec{n}\cdot(\nabla\times\vec{v})\,dS=\int_c \vec{v}\cdot\vec{t}\,ds$$

c 爲代表曲面 S 的邊界的封閉曲線。$\vec{n}$ 爲 S 上的單位法線向量，其指向爲 S 面正的方向（由 c 的方向而定）。$\vec{t}$ 爲 c 上面的單位切線向量，其指向爲 c 正的方向。ds 爲 c 上的線素（*line element*）。

【可分裂材料】（Fissile material）

天然鈾係兩個鈾同位素——鈾－235（質子92，中子143）與鈾－238（質子92，中子146），其比例爲1：140——的擬聚體，和少量第三種同位素鈾－234所組成。鈾－235較易分裂，故稱"可分裂材料"；鈾－238雖亦能分裂，但通常須對鈾－238的原子增加一個中

子，才能使它產生不同的反應。

一般而言，用作可裂材料（*fissionable material*）的同義字，更嚴格地說，專指能夠爲各種速度的中子（尤其是熱中子）所分裂的材料，如鈾－235和鈽－239。

【可孕材料】（Fertile material）

可孕材料對熱中子而言，是不可分裂的，但是在反應器中照射後，它能變成可分裂材料。鈾－238和釷－232是兩種最基本的可孕材料，當這些可孕材料的原子吸收了中子以後，就會衰變成可分裂材料鈽－239和鈾－233。

【可孕核類】（Fertile nuclides）

是指吸收中子後直接產生或經由不斷β－蛻變而成可裂核類（*fissile nuclides*）的元素，如鈾－238和釷－232，鈾－238可轉化成鈽－239，釷－232可轉化成鈾－233。

【可加量】（Extensive quantity）

謂一物系的總值是其構成分子的和，如內能。

【可交換的】（Commutative）

謂$a+b=b+a$，$ab=ba$。

【可見光】（Visual light）

“可見光”以白光之形態發射。其波長介於$76\times10^{-8}\sim4\times10^{-8}$公尺之間。用稜鏡分析，則成紅、橙、黃、綠、藍、靛、紫連續之七色，光譜學中則分紅、橙、黃、綠、藍、紫六區。而以黃、綠二色之含能量最大。太陽光中以黃、綠二色最豐富，故太陽電池以黃綠色波長（5,500 Å）爲吸取太陽能量之標準。黃、綠二色實爲鈉（Na）與氯（Cl_2）的色線之代表。彩色電視機以紅、綠、藍三色構成彩色。紅、綠、藍三色之不同比例，可混成較任何其他三色混合後之更多色彩，三色平均混合時則成白色，紅、綠色相合則成黃色。紅、綠、藍三色爲人類視神經中最

爲敏感者，人類之視神經即係由反應此三色的三組神經所構成。人眼之網膜，最少須吸收 5 ～ 7 個光量子始可產生視覺。高塔之紅色障礙燈，在晴朗之夜間，其有效距離可達 40哩，海上燈塔之白光，因海上空氣清潔，故雖百哩內外猶可示警。

彩色電視機中之映像管係使用三支電子槍發出三注電子束，射向映像幕上按三角排列之三色螢光物質。每三角組有三個基本色點，每一色點之直徑約爲 0.01 吋，共有 342,000個三角組。每一電子束各射向一色點，其停留時間之久暫決定某一色光線之濃度，交錯顯影而成彩色。

【可逆過程】(Reversible process)

一熱力過程，當外界情況改變量極微時，可完全倒逆進行，稱爲可逆過程。要使過程爲可逆者，必須滿足下述兩條件：

1. 系統由一狀態變至另一狀態時，偏離平衡狀態之量並不顯著。

2. 外力僅與內力有所關連。假如，一流體被可逆壓縮，必須在活塞與管壁之間無摩擦，否則加於活塞的壓力在壓縮流體之前先被減弱。同樣，壓縮時必須極爲緩慢，否則流體中產生壓力的不均勻，使此過程變爲不可逆。熱力學第一定律在可逆過程中可寫作

$$dQ = dU + PdV$$

凡是不屬可逆過程的過程稱爲不可逆過程。在世界上所有實際發生的熱力過程都是不可逆者，顯著的例子爲熱的傳導以及氣體的自由膨脹。可逆過程只是爲便於討論而定的理想過程。

【可逆變化】(Reversible change)

一物系由狀態 A 變化至狀態 B 時，因熱、功等交換，物系以外的外界亦產生變化。當經過某一過程狀態 B 回至狀態 A 時，若外界的變化亦完全消失而可歸至原狀態，則稱自 A 至 B 的變化爲可逆變化。凡非可逆變化者叫做不可逆變化。在可逆變化中，由 B 返回 A 的路徑不一定是由 A 至 B 的原路徑。沒有摩擦和阻力的理想力學變化可視作可逆變化，但

眞實的過程通常爲不可逆變化。

在絕熱可逆變化中，熵爲一定；在絕熱不可逆變化中，熵通常增加。在熱力學中，爲方便計，通常多利用似穩可逆變化，以討論可逆變化。

【可達狀態】（Accessible states）

我們可以測量到的常觀物理量只是一種時間的平均值，嚴格來講，我們只能說“一物系的常觀物理量在某一值的附近”，而不能說一物理量有某一個定值。換句話說，我們無法完全精確地測量到常觀物理量，而只能知道它的值在某一小範圍內。例如，我們只能測量到一物系的能量在E與$E+\Delta E$之間，而無法確定它的值到底有多大。由以上的討論，我們可以知道，常觀物理量在某一定值時，可能有很多簡併狀態，而測量到的常觀物理量的值皆是在一小範圍內，故所對應的微觀狀態也就很多了，這些微觀狀態稱爲此常觀物理量的值在某小範圍內的可達狀態。

【可塑流動】（Plastic flow）

當一完全彈性體受力，並不完全變形，僅一時變動。當應力撤退後馬上恢復原來的形狀及大小。如應力過大時，則失去彈性，發生永久變形，這開始發生的應力叫做彈性限度。永久畸變的一形爲破壞或不破壞即發生永久變形，加上彈性變形，而不分裂。這樣叫做可塑流動，可以下式表之

$$s=\frac{P}{\mu}+\frac{1}{\nu}\int(P-P_0)\,dt$$

式中ν爲黏性係數，s爲應變，P爲力／面積，μ爲剛度。也可寫成：

$$\frac{ds}{dt}=\frac{1}{\mu}\frac{dP}{dt}+\frac{P-P_0}{\nu}$$

其中P_0爲岩石強度，當此應力應用在岩石上面，最初有自P至P_0的彈性屈服，其後有另外的可塑屈服（*plastic yielding*），當應力移掉，岩石立即恢復其彈性變形。流體流動的公式爲

$$\frac{ds}{dt}=\frac{P}{\nu_f}$$

式中ν_f爲流體黏度係數，與可塑流動相比，缺乏任何力的一項。

【可聞波】(Audible wave)

【Ⅰ】依頻率言

1.可聞下限(*lower limit of audibility*)——約15～30週/秒。

2.可聞上限(*upper limit of audibility*)——約15,000～25,000週/秒。

【Ⅱ】依響度言

1.可聞低限(*threshold of audibility*)——人耳鼓膜之最小振幅約爲$\frac{1}{100}$毫米，過小即不足以引起振動。

2.感聲低限(*threshold of feeling*)——振幅超過$\frac{1}{10}$毫米時即有震耳欲裂之感。

聽覺極限，因人而異，同一人也因其健康情況之改變，年齡之增加而不同。

【Ⅲ】依感覺言

1.噪音(*noise*)——波形極不規則，無一定頻率，無節奏之音。

2.樂音(*musical sound*)

(1)有節奏。

(2)聲源作有規律的振動。

(3)二音頻率之比值(音程 *interval*)簡單者。

(4)富於泛音的聲音。

【Ⅳ】依產生言

1.單音(*simple tone*；又名"純音"*pure tone*)——音叉之音。

2.複音(*compound tone*)——又就其高低可分爲基音、泛音、

諧音等。

【可聞度】(Audibility)

人耳聽聞到聲音的難易程度。人耳對音符的靈敏度與聲音的強度和頻率有關。純音恰能聽到的強度稱爲可聞低限(*threshold of audibility*)，強度高於此低限的聲音，耳朵都能聽到，其強度大至感聲低限(*threshold of feeling*)爲止，強度再高的音使聽覺難以忍受。這兩種低限強度隨頻率而變，頻率爲 3,500 週／秒的音，最小的可聞低限相當於均方根壓力爲 8×10^{-5} 達因／厘米^2。頻率爲 1,000 週／秒的音，人耳能聽的最大強度約爲最小強度的 10^{14} 倍。當聲音的均方根壓力爲 10 達因／厘米^2 時，人耳能聽到的頻率平均範圍約自 20 至 20,000 週／秒。當聲音的強度增大或減小時，頻率範圍縮小，老年人能聽到的頻率範圍將減少。

【可聞限度】(Limit of audibility)

可聞波的最高、最低頻率或最強、最弱響度，亦即可聞低限(*threshold of audibility*)和感聲低限(*threshold of feeling*)。

【可調電阻】(Adjustable resistor)

可調電阻常擔任改變電路上電流或電壓用。

【可調電容器】(Adjustable condenser)

在調諧電路中，擔任改變諧振的頻率用。

【可調節補償電容器】(Adjustable compensating condenser)

以二導片夾以一長條雲母製成，裝置於同軸電容器互相成並聯。其儲電量可調節兩導片夾壓之螺旋，而變更容量。

【可調變壓器】(Variable transformer)

一鐵芯之單捲變壓器，其輸出電壓值可順序由零變至最大，作均勻地改變，取得合適的輸出。

【可燃中子毒物】(Burnable poison)

一種中子吸收劑（或稱爲中子毒物），如硼即是，被摻在核反應器的燃料或燃料護套內，漸漸地因吸收中子而消耗（也就是變成不吸收中子的材料）。當反應器開動了一段時期以後，由於燃料的消耗而導致分裂產物的中子毒物的增加，使得反應率減低，但幸而有可燃中子毒物可補償這種效應，因此使得反應器的整個特性在使用期間能保持一定。

參閱“反應率（*Reactivity*）”條。

【可遺變數】（Ignorable variable）

若 $\frac{\partial H}{\partial q_k}=-\frac{\partial p_k}{\partial t}=0$，則 q_k 稱爲可遺變數。

【可變光闌】（Variable diaphragm）

一種光圈的孔徑如同眼睛的彩虹膜，可無階段變更的，稱爲可變光闌。它是幾片疊合的扇形圓弧片所構成，一端可以轉動。

【可變放大因數】（Variable μ）

適應接納*A.V.C.*電壓的遙截止管，其放大因數乃隨柵偏壓而變動者，負偏壓愈大時，放大因數愈小，此種管又名可變互導管或超控制管，目的使接收機的輸出穩定，其放大因數是可變的。

【可變放大因數管】（Variable μ tube）

又稱超控制管，射放管中放管或變頻管製成遙截止效應，目的能接納*A.V.C.*電壓，使接收機在穩定狀態下工作，不受天波與地波在接收天線會合所造成的突強突弱的影響。

【可變碳阻】（Carbon rheostat）

普通製成塔級式作音量控制器。

【可變電阻器】（Varister）

一般電阻器對於電壓與電流的比關係上是直線性的，屬於固定電阻一類，除對於溫度效應略有變動外，其阻值與外界能量之影響無關。

可變電阻器與普通電阻器特性完全不同，其電阻之改變完全受外界

的溫度或電壓的作用而變化，與電位器（*potentiometer*）的固定電阻在應用上有很大的區別。

簡單的說，電位器爲手動操作，可變電阻器是外加能量動作的，因此可變電阻器在電子工業用途上，功用異常廣泛。

近來，半導體的發展殊爲迅速，半導體可變電阻器的用途在控制電路中更爲廣泛。

典型的半導體可變電阻器有：(1)碳化矽可變電阻(2)熱敏電阻（*thermistor*）。碳化矽可變電阻具有負溫度電阻係數（*negative temperature coefficient of resistance*），但並非單純值，而與物質的溫度與電壓特性有關。

碳化矽電阻的溫度係數，在正常工作溫度範圍內，大約每攝氏一度約有0.3％至0.9％之變動。低電壓情況其電阻的溫度比較高。

碳化矽電阻之用途：

1. 碳化矽可變電阻與電磁線圈並聯，當線圈開路時，可限制湧浪電流之產生如圖5—31，最大電壓跨越碳化矽電阻時，可從電壓－電流特性上的一點決定所對應線圈電流 I_0 的穩定狀態值。

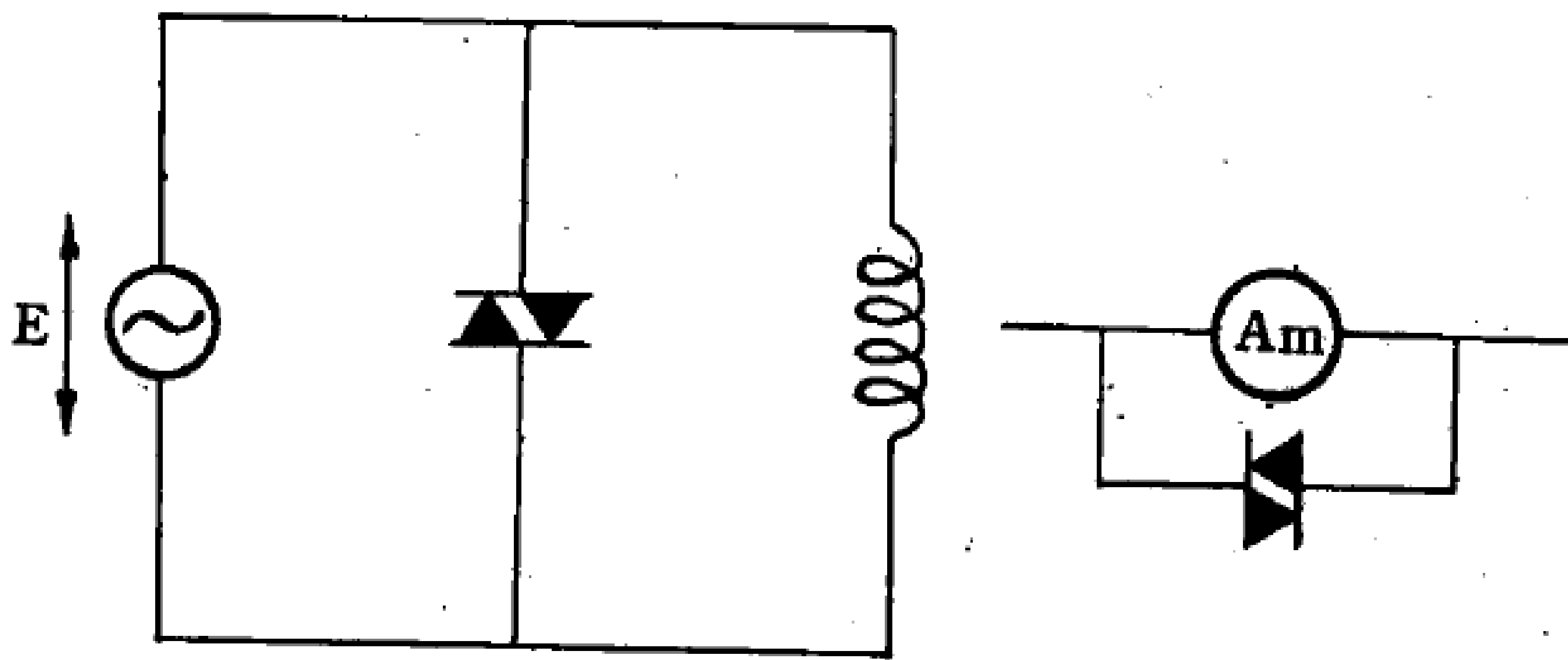


圖5—31 碳化矽電路分路效應

2. 在某種載波電話系統的濾波器呈現高輸入電壓時，利用碳化矽電阻分路效應改變高Q值。保護諧振電路引起分電流或分電壓破壞。

3. 小型電話機指示燈裝置常與訊號網路直接連接，假如指示燈系統遭受外界電壓的擾亂可能發生燒燬，利用碳化矽可變電阻並聯，有效

地旁路此一擾亂電壓，在正常電壓時，此可變電阻爲高電阻區域，因此並不影響正常訊號的衰落。

4.控制電路常應用可變電阻以保護意外電壓的衝擊，通常可變電阻皆與線圈相並聯，當感應電壓突起，發生分路效應。

其他如高頻率振盪、火花放電、電磁開關保護電源穩定等。

【可變電容器】(Variable capacitor)

電容器之容量，可藉導片相對立之面積大小而變動其值。此電容器是由一組靜片（ *stator* ）及一組動片（ *rotor*）所組織而成的。其與諧振線圈配合時，有選擇所希望收聽的頻率數的功用。旋轉收音機的旋鈕時，可變電容器的旋轉板就轉動，而使相對的金屬板面積改變。由於此面積的變化，其蓄儲電荷之量也變化。

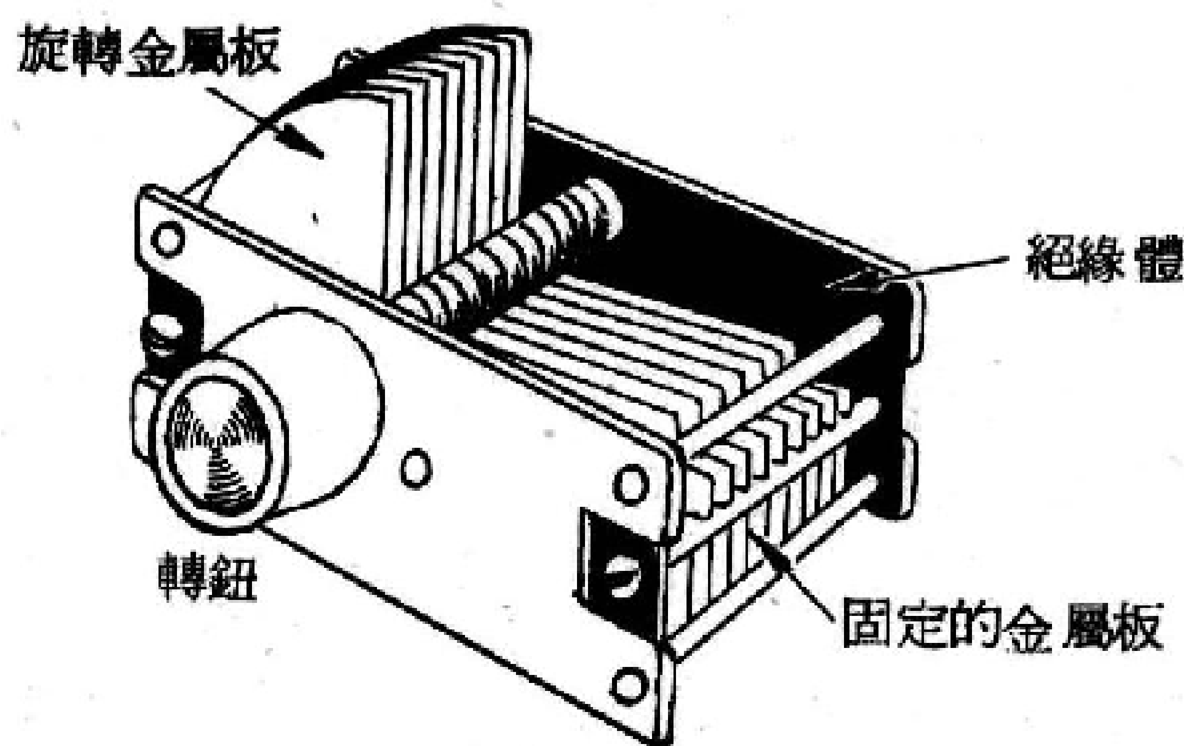


圖 5—32　可變電容器

在無線電“接收機”（*receiver*）之調諧電路中，最通用之可變電容器爲“直線波長型’（*straight wave length*）。其旋轉角度與波長之變化成正比。但自無線電通信與廣播事業發達後，空中電臺擁擠不堪。以波長爲標準來調定電臺頻率實並不理想。現代通信，電臺之分配均以頻率計，可是普通的收音機，其調諧電路始終墨守成規而採用直線波長型電容器，故電臺訊號在“刻度盤”（*dial*）上不能按頻率作直線的平均展列，而在頻率較高端成密集現象。

較高級之收音機及若干測量儀器中，爲使在刻度盤上易於識別頻率之分隔，每採用“直線頻率型”（ *straight frequency* ）可變電容器，其角度之變動與頻率成正比。

自電晶體（ *transistor* ）發明後，收音機的體積越縮越小，故其調諧電路幾完全採用直線容量型可變電容器。

在特種電子測驗儀器中亦有採用“直線對數型”（ *straight logarithmic* ）可變電容器者，其動片形式略如三角形。

在收音機調諧電路及變頻電路中所用之可變電容器，其動片組的外面兩片，大都割有裂縫，以便在校正電路時，爲使刻度盤上的電臺展列與頻率配合，可酌予扳動其動片的一部分位置。又在其定片的外緣，附裝有半可變式的小電容器，以備校正頻率之用。

可變電容器的容量大都在 600 $\mu\mu f$ 以下。耐壓範圍視電路需要而定，自 500～10,000 V 以上不等。

【可變電感器】（ Variometer ）

其電感可以均勻變化的電感器。可變電感器通常由兩個相聯的線圈所組成，這兩個線圈彼此間的相對位置可以均勻地改變，因而其磁場的相互作用以及由其所產生的合成磁場的大小也就發生變化。此時，整個系統的電感也就均勻地變動著。

【可變耦合】（ Variable coupling ）

一個或多個線圈之感應耦合，可藉移動其位置而改變其關係，增減其耦合量。

【可變變壓器】（ Variable transformer ）

把供應於實驗室的 100 V 交流的電壓變爲 0～130 V（或 0～150 V ）間任意電壓交流電的器具。當 100 V 的交流電壓，有變動比 100 V 降低或升高時，使用於調節其電壓到 100 V 而供應於各種電機儀器，或當需 130 V 以內的任一電壓交流電時使用它。

將一次線圈與二次線圈一部分共有的變壓器，利用摺動片的轉動連續的改變二次線圈的匝數，而連續的變化二次側的電壓。在環狀鐵芯纏電線，使線圈外側捲成單層，而剝下線圈的一部分包漆，使碳片在此處

搯動。

在一次線圈與二次線圈共同的部分，將只流通一次側與二次側的差電流，因此銅損少，並變壓比略近於1時，則能製成非常小形。不過，因為一次側與二次側沒有絕緣，無法像普通變壓器，分別接地。

【可觀察量】（Observable）

量子力學與古典力學之間的關係靠對應原理相貫通，其意義為對一物理系統的描述，古典力學與量子力學在微觀上雖有不同，可是在巨觀上漸趨相合。在物理系統內，巨觀和微觀所能謀合的量，且在古典力學上能量度的量就稱為量子力學上的可觀察量。由量子力學的基本假設，一物理上的可觀察量乃對應一算符，且必須是厄米特算符；因為厄米特算符的本徵值為實數，可觀察者，而從數學上運算的結果，可觀察量的預期值就是此算符的本徵值。所以在量子力學中每一物理上的可觀察量對應於一個厄米特算符，測得之值就是其實數本徵值。

若有兩個算符屬於物理上的兩個可觀察量，有相同的本徵函數，則這兩算符便稱為可對易的算符，它們屬於兩個同時可以量到的物理可觀察量。數學上的寫法，可以下列各式表示

設A、B二算符有相同的本徵函數（物理狀態），則可假設

$$A\varphi = a\varphi \qquad B\varphi = b\varphi$$

φ為本徵函數，a和b分別為A和B算符的本徵值。則

$$A(B\varphi) = ab\varphi \qquad B(A\varphi) = ba\varphi$$

即得 $[A, B] = 0$

這種可對易的兩算符，表示在同一物理狀態中，可以明確地測出這兩物理可觀察量，並不受測不準原理的限制。

【古典力學】（Classical mechanics）

大件物體之運動速率遠小於光速c；而且，所有量都有其準確值，這就是古典力學所敍述的運動。諸如鈾原子中電子的運動或速率為

0.90 c之二質子的碰撞問題，均不在此探究。前一問題涉及量子論，次一問題涉及相對論。古典力學可視爲相對論之特例。

古典質點力學之中心問題是：(1)給一已知其特性（質量、電荷、磁雙極矩等）之質點。(2)已知質點的初速度，置於一可完全敍述之環境中。(3)那麼，我們能夠預測質點的運動爲何嗎？

當牛頓（*Newton*）倡議其運動定律和作成萬有引力定律之公式時，解決了許多種不同環境中之上述問題。依照現在對古典力學的了解，解答此問題之程序爲：(1)介紹力 F 的概念，並以一特定之標準物體所生之加速度 a 定義之。(2)進一步指定質量 m 於物體，由此可知在相同環境中，種類相同但質量不同的質點各具不同的加速度。(3)最後，由質點及其環境的性質，設法計算作用於質點之力，即尋求力定律。本質上，力爲聯繫環境與質點運動之方法，在運動定律（決定因已知力的作用，一已知物體所生之加速度）和力定律（在已知環境中，如何計算作用於一已知物體之力）中均出現力。綜合運動定律及力定律，即構成力學定律。

【古典力學、相對論力學及量子力學】（Classical mechanics, relativity theory mechanics & quantum mechanics）

古典力學像其他所有的物理學理論，以對自然界發生之事物的觀察爲基礎。此處應特別指出的是，我們對自然現象的平常經驗是很有限。在成長時尤其如此，在此時期人類發展其對自然事件的直覺判斷觀念（常是錯的）以分何者爲“常識”。

例如由一地傳遞訊號至另一地之最大速率爲光速（c = 186,000哩／秒 = 3.00 × 10^8 米／秒），而似是物體速率之極限。然而大物體之最速者，如噴射機或人造衛星等之速率 v 均遠小於光速 c，以 17,000哩／小時之速率運行之人造衛星而言，v/c 之值僅爲 0.00025。經數百年對低速運動物體之觀察，如行星、沿斜面滾下之球及落體等，才建立古典力學。直到幾十年前我們對運動物體所得之經驗，只限於可能速

率範圍的很小部分。

近數十年間，已能夠量度高速率小粒子，如電子、質子和其他基本粒子，例如經美國布魯克海文國家實驗室之三百億電子伏特加速器加速後的質子，具有 $v/c=0.98$。古典力學的定律在 $v/c\ll1$ 時非常成功，但是否亦能正確描述這些高速粒子的碰撞、衰變和相互作用？這是一種最粗大的外插法，由實驗事實發現此外插法並不適用；物體速率接近光速時，古典力學所得之結果與實驗不合。但並不因此輕視古典力學，它在低速範圍，即日常經驗的極重要範圍內仍極良好。不過古典力學將被視爲更一般之理論中的特例，更一般之理論則適用於直到光速之所有速度範圍。

1905年愛因斯坦首先提出比這更一般性之理論即狹義相對論。其基本假定爲：對任何慣性系內之觀察者而言，光速同爲 c，而無論光源的運動爲何。換言之，若光源以速率 v 向你運動，無論 v 值爲何，當光波經過時，將測得光速爲 c；若光源以速率 v 離你而去，所測得之光速亦爲 c，若認爲此基本假設似與"常識"相違，就應了解我們的直覺是基於"低速時之常識"。在日常活動中，對以高速眞正發生於自然界者從無直接經驗。再者，所有愛因斯坦的推測(1)與實驗吻合，(2)在低速時又歸於古典力學的推測。

下述一相對論的推測，此推測與古典力學不合。設二觀察者觀測一物體，其運動與共同之 $x-x'$ 軸平行，則

$$v=v'+u \qquad (1)$$

式中 v' 爲觀察者 S' 所量得之速率，v 爲觀察者 S 所量得之速率，u 爲二參考系之相對分離速率。由（1）式知，當 v' 與 u 均夠大時，v 可大於光速 c。然而相對論之推測爲

$$v=\frac{v'+u}{1+\dfrac{v'u}{c^2}} \qquad (2)$$

（1）式只是此一公式的特例。注意當 $v' \ll c$ 及 $u \ll c$，（2）式即可化爲（1）式，同時如 $v' < c$ 及 $u < c$，則 v 亦不會大於 c。例如 $v' = u = 0.8c$，自（2）式求得 $v = 0.975c$；由（1）式則得與實驗不符的 $v = 1.6c$ 的結果。

對大物體而言，（1）式和（2）式所得結果在實驗誤差內相同，故用簡單之(1)式。設二人造衛星在相反方向以 $v' = u = 17,000$ 哩／小時運動，則（2）式分母之值爲 1.0000000007，由一人造衛星看另一人造衛星之速率 v，與（1）式之 $v' + u$ 值相差極微。若速率增加 3,000 倍，即 500,000,000哩／小時左右，兩式的差別才到百分之 0.5，此速率通常只發生於次原子範圍。

通常日常經驗所接觸者均爲大物體，物體之質量均遠大於電子質量（$m = 9.11 \times 10^{-31}$ 仟克），因此產生一有趣的結果，此結果與古典力學中之"質點"觀念有密切關係。設質點沿 x 軸運動，無疑可定其質量 m 位置 x 和速度 v_x。試問測量位置 x 和速度 v_x 之準確度 Δx 和 Δv_x 爲何，一般總認爲在實際上雖受到限制，原則上如在量度之方法充分注意，x 和 v_x 可測到任何精確值。對於大物體如高爾夫球、槍彈等，實驗似已證明這種觀點。

處理質量極小之物體如電子時，就會發現量度步驟本身引進根本的不準確性，事實上知道 x 愈準確，對 v_x 之所知則愈不準確，反之亦然。此關係能以海森堡有名的測不準關係表示如下

$$\Delta x \cong \frac{h}{m \Delta v_x} \qquad (3)$$

h（浦朗克常數）爲自然界基本常數，其值爲 $h = 6.63 \times 10^{-34}$ 仟克米^2／秒。（3）式明白表示若 Δv_x 很小（即 v_x 可測得很準），則 Δx 必相對很大（即 x 無法測得很準）。因此質點位置和速度無法同時測得極準確。若是如此，則物體爲沿軌道之質點的觀念就有問題，質點觀念爲

古典力學的基本觀念。

正如相對論，量子力學之對於大物體，與對日常經驗並無差異。設想質量爲1.0克（$=10^{-3}$仟克）之子彈速度爲10^{3} 米／秒。設知其速率準確至0.1％，即$\Delta v_x=0.001\times10^{3}=1$米／秒。由（3）式得子彈位置之測不準性爲

$$\Delta x\cong\frac{6.63\times10^{-34}\text{仟克米}^2/\text{秒}}{(10^{-3}\text{仟克})(1\text{米}/\text{秒})}\cong7\times10^{-31}\text{ 米}$$

此距離太小（小於原子核10^{-15}倍）以致無法測知量度x時所受（3）式之限制。

考慮電子（$m=9.11\times10^{-31}$仟克）之情形，如其速度爲2×10^{6}米／秒，約爲氫原子中電子的速率。設知此速度之準確度爲1％，即$\Delta v=0.01\times2\times10^{6}$米／秒$=2\times10^{4}$米／秒。由（3）式得電子位置之測不準性爲

$$\Delta x\cong\frac{6.63\times10^{-34}\text{仟克米}^2/\text{秒}}{(9.11\times10^{-31}\text{仟克})(2\times10^{4}\text{米}/\text{秒})}\cong3\times10^{-8}\text{米}$$

因氫原子半徑約爲5×10^{-11}米，此時電子位置之測不準性爲原子半徑之600倍！在這些情況下，“質點”的觀念無甚意義，因此不能用古典力學描述原子中電子的運動，而需用量子力學。

這種情形與相對論的情形極相似，若干經驗範圍（子彈）能接受的觀念，在直接經驗範圍之外（如原子中的電子）便不能用。此在強調古典力學爲較一般理論的重要特例，其所稱之一般理論是量子力學，爲1925至1926年間，海森堡、薛丁格、波恩和其他諸人所發展。但古典力學並不因量子力學而失去價值，對較大質量的質點之實驗仍給予極爲符合的結果。

處理質量既小而速度又大之粒子與日常經驗差距最大。此時需用更一般化的理論；即聯合相對論和量子力學之相對論量子力學，此學說在1927年由狄悅克（*Dirac*）發展。

【古典物理學】(Classical physics)

古典物理學主要包括下面部門：力學、熱學、聲學、光學和電磁學。其被稱爲古典物理，乃因欲與近代物理學(*Modern physics*)區別。近代物理學主要包括量子論以及相對論兩大部門。

【古典相對性原理】(Classical principle of relativity)

對彼此以一定相對速度運動之所有慣性觀察者而言，所有動力學定律必定相同。乃爲構成古典相對性原理者。

考慮二質點，質量m_1及m_2，並以$\vec{v_1}$及$\vec{v_2}$表其爲某慣性觀察者O所量得之速度。若無外力作用於質點，則動量不滅原理必爲

$$m_1\vec{v_1}+m_2\vec{v_2}=\text{常數} \qquad (1)$$

對另一以定速度$\vec{v}$相對於O運動之慣性觀察者而言，根據伽立略轉換式，m_1及m_2之速度爲

$$\vec{v_1}'=\vec{v_1}-\vec{v} \quad 及 \quad \vec{v_2}'=\vec{v_2}-\vec{v}$$

將這值代入式(1)，可得

$$m_1(\vec{v_1}'+\vec{v})+m_2(\vec{v_2}'+\vec{v})=\text{常數}$$

或 $$m_1\vec{v_1}'+m_2\vec{v_2}'=\text{常數}-(m_1+m_2)\vec{v}=\text{常數} \qquad (2)$$

注意：僅只$\vec{v}$爲常數時，此新結果才爲常數；此即，若O'爲另一慣性觀察者，(2)式與(1)式完全相似，因而二慣性觀察者均證明動量不滅原理。假設二觀察者量得之質量相等，此假設可以經驗證實，至少只要相對速度$\vec{v}$甚小於光速就行。

再討論二觀察者O及O'以一定相對速度$\vec{v}$運動所量得之力的關係。若$\vec{V}$及$\vec{V}'$各爲質點相對於二觀察者之速度，其關係可以下式表爲

$$\vec{V}=\vec{V}'+\vec{v}$$

因$\vec{v}$爲常數，$d\vec{v}/dt=0$，則可得

$$\frac{d\vec{V}}{dt}=\frac{d\vec{V}'}{dt} \quad 或 \quad \vec{a}=\vec{a}'$$

此即，二觀察者量得質點之加速度相同；根據牛頓運動定律，可得觀察

者O所量得之力爲

$$\vec{F}=\frac{d\vec{p}}{dt}=m\frac{d\vec{V}}{dt}=m\vec{a}$$

而觀察者O'所量得者爲

$$\vec{F}'=\frac{d\vec{p}'}{dt}=m\frac{d\vec{V}'}{dt}=m\vec{a}'$$

由於$\vec{a}=\vec{a}'$，可確定

$$\vec{F}=\vec{F}'$$

因此當觀察者用伽立略轉換式比較他們的度量並把質點的質量視爲常數時，二觀察者所量得作用於質點之力相等。

我們亦可證明：若能量相對於慣性觀察者爲不滅，此即，若

$$E=\frac{1}{2}m_1v_1^2+\frac{1}{2}m_2v_2^2+E_{p,12}=\text{常數}$$

則相對於慣性觀察者O'亦不滅，即

$$E'=\frac{1}{2}m_1v_1'^2+\frac{1}{2}m_2v_2'^2+E'_{p,12}=\text{常數}$$

式中$E'_{p,12}=E_{p,12}$若位能僅視質點間之距離而定的話（考慮E'與E之關係）。因此，就動力學之基本定律而論，運動之描述對二慣性觀察者均相同。

【古典統計力學】（Classical statistical mechanics）

假若改變粒子狀態可以用古典力學來描述，則由此而發展的統計力學，即稱古典統計力學。

古典統計力學在十九世紀之末及二十世紀之初已有進展，此爲波茲曼（*Ludwig Boltzmann*）、馬克士威（*James C. Maxwell*）及吉布士（*Josiah W. Gibbs*）之成果。古典統計力學之適用性很廣，特別是用於討論氣體之許多性質及化學過程。

參閱“量子統計力學（*Quantum statistical mechanics*）”條。

【古典電子半徑】（Classical electron radius）

爲估計電子的電荷所集中的區域大小。我們先假設電子的電荷均勻

分佈於一半徑爲R的球內。$-e$電荷這種均勻球狀分佈的靜電能爲

$$U=\frac{3}{5}\ \frac{e^2}{R}$$

如果我們假設這一能量即爲電子的靜止能量$m_e c^2$，則

$$m_e c^2=\frac{3}{5}\frac{e^2}{R} \qquad \text{或者} R=\frac{3}{5}\ \frac{e^2}{m_e c^2}$$

但是，倘若我們假設電子的電荷是均勻分佈在半徑爲R的球面上，則其靜電能便爲

$$U=\frac{1}{2}\ \frac{e^2}{R}$$

故用這一種電子的結構模型所估計出來的電子半徑將爲$\frac{1}{2}\ \frac{e^2}{m_e c^2}$，而不再是$\frac{3}{5}\ \frac{e^2}{m_e c^2}$。因爲我們不曉得電子的幾何結構到底是什麼樣子，因此我們習慣上將電子的半徑定義爲

$$R=\frac{e^2}{m_e c^2}=2.8178\times10^{-13}\text{ 厘米}(cm)$$

這一半徑即爲我們通常所說的古典電子半徑。

【古柏】(Leon N. Cooper 1930 -)

美國理論物理學家，1930年二月二十八日生於紐約市，1954年哥倫比亞大學博士，先後在伊利諾、俄亥俄、布朗等大學任教，1962年起任布朗大學教授迄今。對低溫物理學、基本粒子、場論、超導性及多體問題等均有研究。與巴爾定(*J. Bardeen*)及施萊佛(*J.R. Schrieffer*)共同發展BCS理論，爲超導性理論的基礎，三人因此而獲1972年諾貝爾物理學獎。

【古達、朱國司基定理】(Kutta-Joukowski's theorem)

不可壓縮的完美流體，從軸的垂直方向，衝上具有任何截面的柱體時，該柱體會受到與流動垂直的力

$$L=\rho v\Gamma$$

L稱爲升力，ρ爲流體密度，v爲均勻的流動速度，Γ爲柱體周圍的環

流，此式稱之爲古達、朱國司基定理。依照克勞葉（*H. Glauert*）的說法，當流體爲可壓縮者時，將均匀的流動密度 ρ_∞ 代替 ρ 即可。

【右手定則】（Right-hand rule）

詳閱"佛萊銘右手定則（*Fleming's right hand rule*）"條。

"安培定則（*Ampere's rule*）"條。

【右手磁電機】（Right-hand magneto）

由磁電機轉動軸端看去，作順時針方向旋轉者，稱爲右手磁電機。

【右旋圓偏振】（Right circular polarization）

順時針方向的旋轉電場，又稱之爲負螺旋性（*negative helicity*）。

參閱"圓偏振（*Circular polarization*）"條。

【史丹尼爾定理】（Steiner's theorem）

物體對任何軸之轉動慣量 I 與通過質心之平行軸的轉動慣量 I_{cm} 間，有一極簡單而實用之關係，若M爲物體總質量，h 爲二軸間距離，則其關係式爲

$$I = I_{cm} + Mh^2$$

此式一般稱爲史丹尼爾定理，也叫做平行軸定理（*parallel axis theorem*）。

令C爲任意形狀（截面如圖5—33所示）物體之質量中心，坐標爲 x_{cm} 及 y_{cm}。選擇含C之平面 $x-y$，使 z_{cm} 爲0，轉軸通過C點垂直圖面，另一軸過P〔$(x_{cm}+a)$，$(y_{cm}+b)$〕點，且與前軸平行，故二軸距離爲 $h=\sqrt{a^2+b^2}$，物體上任一點過中心C之轉軸距離平方爲 $x_i^2+y_i^2$，x_i，y_i 爲質量基素m_i 對過C點軸之坐標，與過P點轉軸距離平方爲 $(x_i-a)^2+(y_i-b)^2$，因此對過P點轉軸之轉動慣量爲

$$\begin{aligned} I &= \Sigma m_i[(x_i-a)^2+(y_i-b)^2] \\ &= \Sigma m_i(x_i^2+y_i^2)-2a\Sigma m_i x_i-2b\,\Sigma m_i y_i+(a^2+b^2)\Sigma m_i \end{aligned}$$

由質心定義：

$$\Sigma m_i x_i = \Sigma m_i y_i = 0$$

所以中間兩項為零，首項即為對中心平行軸之轉動慣量I_{cm}，末項即Mh^2，因此$I = I_{cm} + Mh^2$。

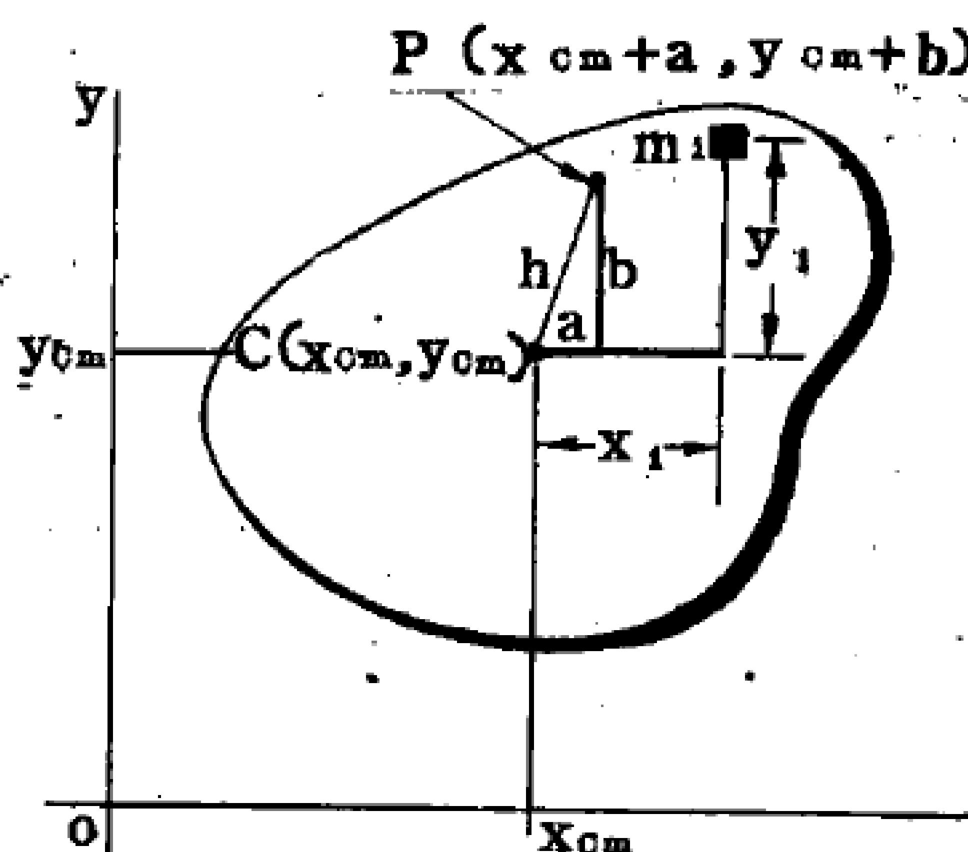


圖 5 — 33
史丹尼爾定理之推導，已知對通過C點之軸時轉動慣量，即可求得其過P點之平行軸之值

【史他克】(Johannes Stark 1874—1957)

德國物理學家，1874 年四月十五日生於巴伐利亞省斯坎道夫 (*Schickendorf*)。在慕尼黑大學攻讀化學、物理學、數學和結晶學。1913 年發現史他克效應，即在外加電場下的原子所發射的光譜線有劈裂現象。在陰極射線管中的極隧射線探測到都卜勒效應。1919 年獲諾貝爾物理學獎，1922 年退休。史他克是希特勒的支持者，由於他的反猶活動及親希特勒著作，1947 年被判四年勞役。1957 年六月二十一日逝於西德特勞斯坦 (*Traunstein*)。

【史他克效應】(Stark effect)

原子在靜電場中的類似則曼 (*Zeeman*) 效應，由史他克在 1913 年首先發現氫原子的巴耳麥線在靜電場中也有劈裂現象。當氫原子 (或其他原子) 置於均勻電場E中時，氫原子的電子與電場交互作用的能量為eEz (e為電子的電荷，z為電場方向的坐標)。此外加能量將使氫原子的能階改變，其裂矩為

$$\triangle \varepsilon = \frac{3h^2E}{8\pi^2 m_e e z} nk + \frac{2\pi^2 m_e e^2 \alpha^2 Z^5 m_e m_e}{h^2 n^3 l(l+1/2)(l+1)}$$

式中m_e為電子的約化質量，Z為原子的原子序數，α為精細結構常數及

$n = 1, 2, 3, \cdots$　為該原子主量子數

$l = n-1, n-2, \cdots 0$　為電子的軌道量子數

$m_e = l, l-1, \cdots 0$ 爲 l 在 z 方向的分量

$k = n - 1 - 2l + m_l$

$m_s = \frac{1}{2}$或$-\frac{1}{2}$ 爲電子自旋在 z 方向投影的量子數。

因靜電場對電子磁雙極矩無作用，故對於m_l 與$-m_l$的裂矩相同，所以式中m_e只取正値。其各能階躍遷的選擇定則爲$\triangle m_l=0, \pm 1$及$\triangle m_s=0$。

由於原子能階被電場劈裂，故原子譜線也被劈裂，圖 5－34 所示爲氫原子的H_α 線被劈裂的情形。

史他克效應與則曼效應相似，但所能提供研究原子結構的資料不如則曼效應多。雖然如此，由史他克效應顯示空間量子化也發生在電場中。且在原子形成分子，譜線寬展（*broadening of spectral lines*）及物質之介電性質的探討中，仍佔很重要的地位。

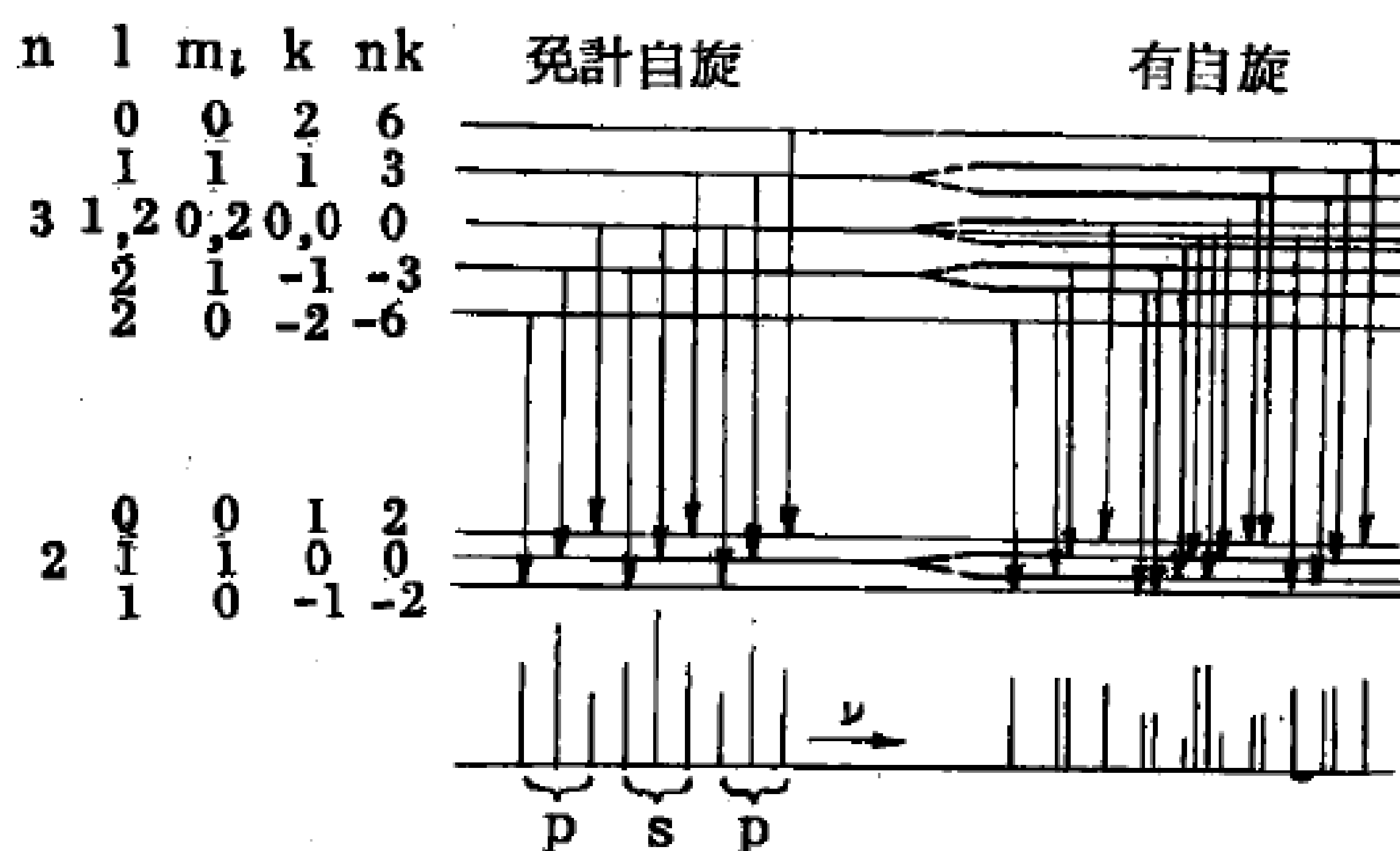


圖 5－34

若加於原子的電場稍強時，原子卽被極化，其電雙極矩與所加電場成正比，故原子能階的改變與電場平方成正比，這種效應稱爲平方史他克效應。若所加電場更強時，則使電子的 L、S 耦合解體，而形成帕申、巴克效應（*Paschen-Back effect*）。

【史他克、愛因斯坦方程式】（Stark-Einstein equation）

$$E = Nh\nu$$

其中E爲光化反應中所吸取的能量，N是亞弗加厥常數，h爲浦朗克常數，ν是放射頻率。

【史托克士】(Sir George Gabriel Stokes 1819—1903)

詳閱"司托克士 (*Sir George Gabriel Stokes* 1819—1903) "條。

【史米特正交化】(Schmidt orthogonalization)

設有一組線性獨立的函數集 $\{\varphi_j\}$ ，並無正交性質，利用史米特的方法，重新組合成一組新的線性獨立函數 $\{U_n\}$，彼此之間互相正交。步驟如下：

首先在所有函數 $\{\varphi_j\}$ 中選取一函數，做爲這組新函數中的第一個函數，設 U_1 爲此函數，且

$$C_1U_1=\varphi_1$$

定 C_1 值使

$$(U_1,U_1)=1$$

亦即

$$|C_1|^2=(\varphi_1,\varphi_1)$$

現在定義新的第二個函數 U_2 ，使

$$C_2U_2=\varphi_2-U_1(U_1,\varphi_2)$$

可知

$$(U_1,U_2)=\frac{1}{C_2}[(U_1,\varphi_2)-(U_1,U_1)(U_1,\varphi_2)]$$

$$=\frac{1}{C_2}[(U_1,\varphi_2)-(U_1,\varphi_2)]=0$$

選擇適當的 C_2 值使

$$(U_2,U_2)=1$$

再定義 U_3 ，爲

$C_3U_3=\varphi_3-U_1(U_1,\varphi_3)-U_2(U_2,\varphi_3)$ ，依此類推，可以組成新的函數集 $\{U_n\}$ ，且有

$$(U_n,U_m)=\delta_{nm}$$

的性質。

【史米特定律】(Schmidt's law)

在討論晶體的形變時，有一種形變稱之爲滑脫，是當切應力在晶體某一特殊方向上的分量到達一臨界值時所產生的滑脫形變。如滑脫平面與晶體截面成ϕ角，滑脫方向與施力方向成λ角，施力爲F，晶體截面積爲A，則產生滑脫形變的臨界值爲

$$\tau=\frac{F}{A}\cos\phi\cos\lambda$$

此式常稱爲史米特定律。對一般金屬而言，τ值多爲10至100克/毫米^2。

【史米特照相機】(Schmidt camera)

此照相機對使用照相感光片爲一物像透鏡系統所具者。其主要優點爲有較大的聚光能力，可用在$F/0.5$。此系統亦無球面像差及像散性，且有極小的色像差之殘餘。但其缺點即所謂視界不平坦(視界之曲率等於球鏡的半徑之半)。

此種感光片可能用玻璃或石英製，且曾試圖用塑膠材料製造，但因此等合成樹脂之不安定性，故尚不能在此系統中要求精確性。

【史米特線】(Schmidt lines)

依原子核軌道層模型理論，凡質量數爲奇數的原子核，認爲其核磁矩僅來自最後一個奇數核子的磁矩。故如僅考慮最後一個粒子(單一中子或單一質子)，則原子核磁矩μ_j可寫成下述各式：

1. 單一中子

$$\mu_j=\mu_n \qquad 當\ j=l+\frac{1}{2}$$

$$\mu_j=-\frac{j}{j+1}\mu_n \qquad 當\ j=l-\frac{1}{2}$$

式中μ_n爲自由中子的磁矩($\mu_n=-1.913$核磁元)，j、l、s分別爲此單一中子的總角動量、軌道角動量及自旋。

2. 單一質子

$$\mu_j = (j+\frac{1}{2})+\mu_p \qquad 當 j = l+\frac{1}{2}$$

$$\mu_j = \frac{j}{j+1}[(j+\frac{3}{2})-\mu_p] \qquad 當 j = l-\frac{1}{2}$$

式中μ_p爲自由質子的磁矩（μ_p=2.79核磁元），j、l、s分別爲此單一質子的總角動量、軌道角動量及自旋。

根據上式，畫出μ_I對j之圖如圖5—35，共得四條直線，表示理論上原子核的磁矩，稱爲史米特線。圖中黑點表示實驗所測得之值，凡原子核接近於封閉軌道層者其核磁矩與史米特線很接近，如圖中接近四條直線的黑點。由圖可知理論與實驗結果極不相符，原因很多，最主要者是軌道層模型以球對稱位爲根據，而眞實原子核應是橢球位，單是軌道層模型的波函數不足以眞正代表原子核的能態。另一原因是核子在核中的磁矩極矩決非與在自由態時相同，故軌道層模型對原子核磁矩的理論預測結果欠佳。

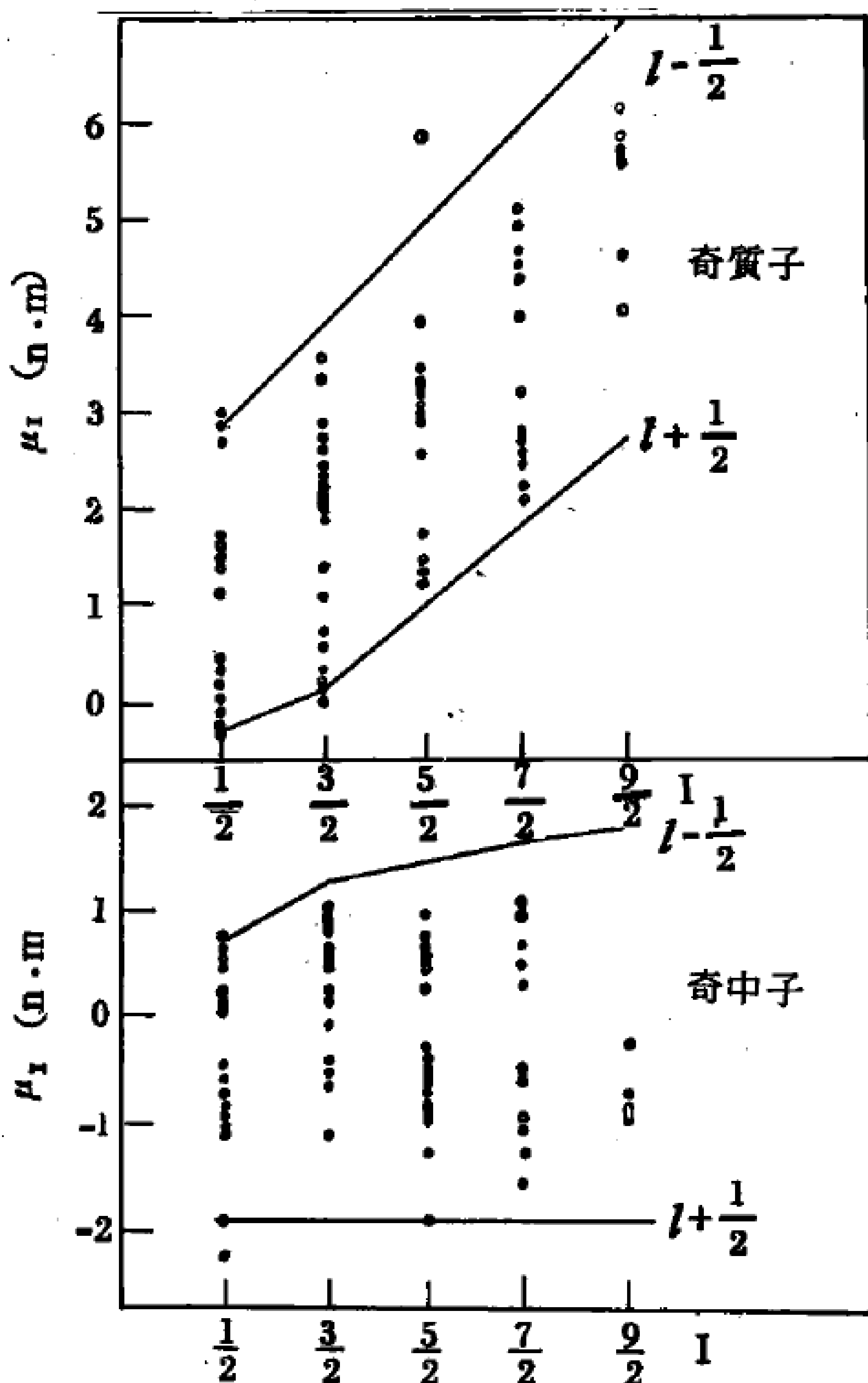


圖5—35　史米特線

【史特凡、波茲曼輻射定律，史特凡、波茲曼常數】（Stefan-Boltzmann's law of radiation, Stefan-Boltzmann's constant）

黑體的總輻射（包含全

部頻率）能量與絕對溫度的四次方成正比，此定律乃史特凡由實驗得知，後為波茲曼由熱力學理論導出，故稱為史特凡、波茲曼輻射定律。依照此定律，從黑體單位表面在單位時間內所放出的輻射能 S 可表示為

$$S = \sigma T^4$$

式中比例常數 σ 稱為史特凡、波茲曼常數。若以浦朗克輻射定律為基礎而算 σ 值，則得 $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}$

式中 k 為波茲曼常數，c 為眞空中的光速，h 為浦朗克常數。σ 的數值等於 5.77×10^{-12} 瓦特／厘米^{2}度^4 。

【史特凡定律】（**Stefan's law**）

丁鐸爾（*Tyndall*）最先測定物體和環境間藉輻射傳送的熱，史特凡根據實驗的結果，推論出輻射熱與絕對溫度的四次方成正比，此定律稱為史特凡定律。

【史特恩】（**Otto Stern 1888 — 1969**）

1888 年二月十七日生於德國索藍（*Sohran*），1912年波蘭布累斯蘭（*Breslan*）大學物理化學博士，後赴布拉格隨愛因斯坦研究。1913年隨愛因斯坦赴蘇黎世，1914 至1921 年在法蘭克福，1922年在羅斯托克(*Rostoch*），1923 至 1933 年在漢堡。因是猶太人，於 1933 年被逐出德國，到美國匹茲堡的卡內基理工學院（乃卡內基・梅隆大學前身）任物理學教授。1945 年退休住在加州柏克萊，1969 年八月逝於此地。

1943 年獲諾貝爾物理學獎。史特恩和革拉克（*Gerlach*）首先由實驗發現空間的量子化。曾測定原子的磁矩，發明分子射束技術，發現質子的反常磁矩（迄今理論上仍無法解釋），並證明原子和分子具有波的性質。

【史特恩、革拉克實驗】（**Stern-Gerlach experiment**）

此實驗是1921年由史特恩及革拉克完成，爲驗證空間量子化觀念的非凡實驗。令一束中性原子經過一眞空區域，在此區域由特別設計的二磁極，產生非均勻磁場

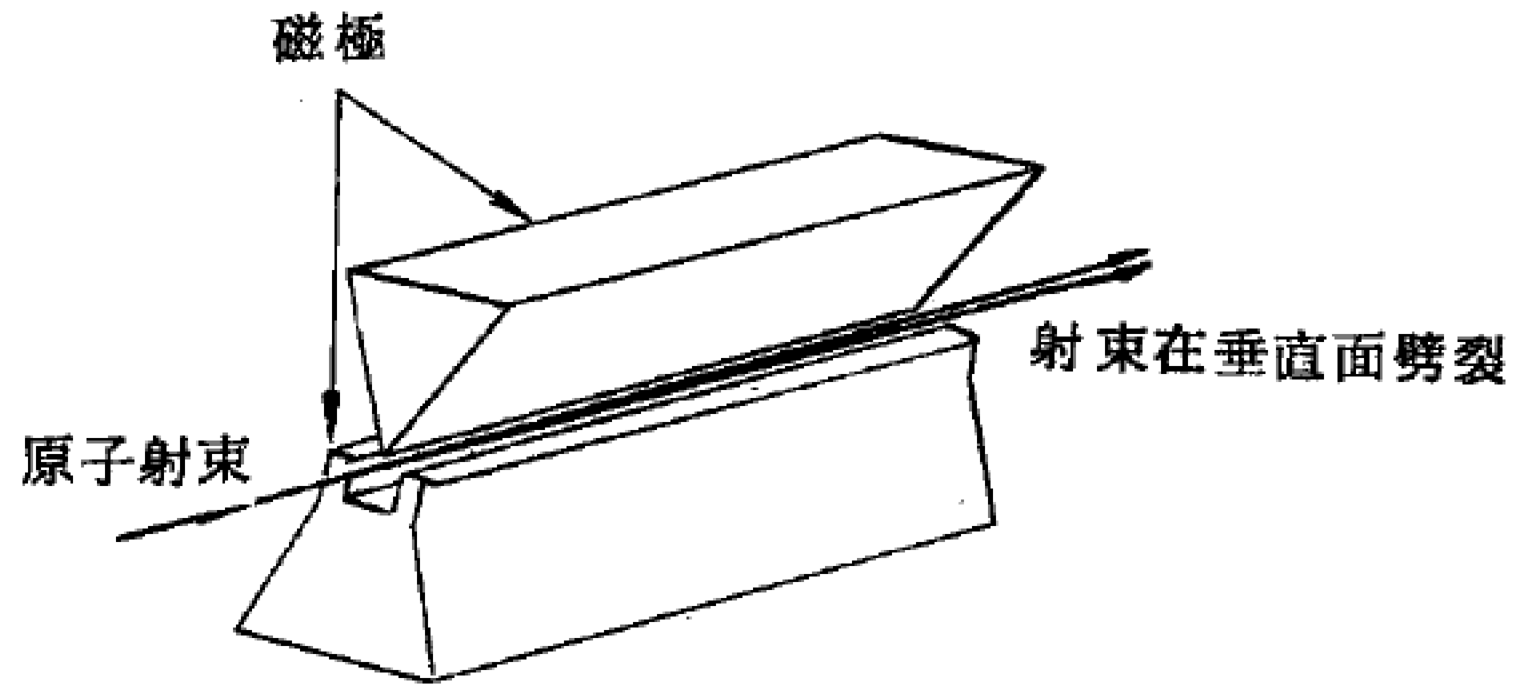


圖 5 — 36

，垂直於原子射束，如圖 5 — 36 所示。磁場施偏向力於原子磁矩，使原子射束偏轉，其偏轉力爲

$$F_z = -\frac{\partial U}{\partial z}$$
$$= -\frac{\partial}{\partial z}\,(-\mu_z B\,)$$
$$= \mu_z \frac{\partial B}{\partial z}$$

式中 z 軸取垂直原子射束的方向，B 爲磁場強度，μ 爲原子磁矩。依照古典物理理論，原子磁矩向量可指向任意方向，故原子射束經偏轉後，應在向前行進方向連續分散。但空間量子化效應卻完全不同，原子磁矩在 z 軸的分量 μ_z 必須爲波爾磁元的整數倍。由量子論，量子數爲 n 的原子射束經過磁場後，應劈裂爲 $2n+1$ 個射束，每射束對應一磁量子數 m_n。史特恩、革拉克實驗結果，發現銀原子射束經過非均勻磁場後，被劈裂爲二射束，此結果確定空間量子化觀念，同時對波爾原子理論的量子數產生疑問，因在此實驗之結果銀原子之電子的主量子數爲 $\frac{1}{2}$。此實驗及其他實驗之結果顯示：主量子數 n 無疑地決定氫及類似氫原子的能階，並正確說明電子主軌道層，但不能決定個別電子的角動量。此實驗結果並指出電子角動量（當角量子數 $l = 0$ 時）只取二值，乃證實電子確有自旋。

【史特勞荷公式】(Strouhal formula)

張緊之絃，當空氣垂直流過絃線時，絃發聲的頻率 f (以週／秒爲單位) 與空氣速率的關係爲

$$f = 0.185v/d$$

式中 v 爲空氣對絃線的速率，d 爲絃線的直徑。絃所發的聲音稱爲風絃音。

參閱“風絃音 (*Aeolian tone*) ”條。

【史提林公式】(Stirling formula)

若 n 爲正整數，$n!=1\cdot 2\cdot 3\cdots n$。若 n 相當大，即 $n\to\infty$ 時，$n!$ 之值可由概算的公式求出。在數學上可證明

$$\lim_{n\to\infty}\frac{n!}{\sqrt{2\pi}\, n^{n+\frac{1}{2}}e^{-n}} = 1$$

因此，$n!$ 的自然對數可近似爲

$$\ln n! \simeq n \ln n - n$$

此式稱爲史提林公式，在統計力學上應用頗多。

【四分之一波片】(Quarter-wave plate)

非常薄之雲母片或其他具雙折射 (*doubly refracting, birefringent*) 之晶體稱爲四分之一波片。

當平面偏振光 (或面偏振光) 落於上述薄片時，會出現二波束，在互相垂直之方向上成線偏振。

設晶體之厚度適可對某一頻率發生 $\pi/2$ 之相位差時，即形成一圓形振動，而自此晶體射出之光稱爲圓偏振光 (*circularly polarized light*)，此晶體之本身即稱四分之一波片 (晶體厚度適對某一定頻率者發生 π 之相位差時，由晶體射出之光爲線偏振，此晶體爲半波片 (*half wave plate*)。反之，當圓偏振光射於四分之一波片上時，它將轉變爲面偏振光。

參閱“相位推移器（*Phase shifter*）”條。

【四分之一波長天線】（Quarter wave antenna）

天線長度等於發射或接收信號波長之四分之一。

【四分之一波長線】（Quarter-wave line）

這是長度等於所用波長的四分之一的二線式線路或同軸線的線段。四分之一波長線具有下面所述的各種特性，這些特性決定於在駐波情況下電流和電壓的一般分佈規律。如果四分之一波長線的終端是短路的，則在終端上形成電壓波節，因而在線路始端便應發生電壓波腹與電流波節。這時線路始端的線路輸入阻抗等於無限大（因爲此點的電壓不等於零，而電流則等於零）。相反，如果線路終端是開路的，則在終端上形成電壓波腹，也就是在線路始端發生電壓波節與電流波腹。在這種情況下，線路輸入阻抗將等於零（因爲電壓等於零，而電流不等於零）。如果四分之一波長線與某另一長線相並聯，則當四分之一波長線的另一端短路時，它對基本線路不會有任何影響（因爲這時四分之一波長線的輸入電阻等於無限大）。如果四分之一波長線的終端是開路的，則其輸入阻抗等於零，這就是說，此線將基本線路短路。這樣一來，利用四分之一波長線，將線路終端短路和開路，就可以使長線短路，從而便可實現長線的各種接入法與轉換連接（當然，這些線路中的波長必須固定不變；如果波長發生變化，則每次均須改變四分之一波長線的長度）。與四分之一波長線一樣，長度等於四分之一波長奇數倍（3/4、5/4 等等）的任何線段都具有上述這樣一些特性。

【四元速度】（Four-velocity）

在相對論中速度的四方向分量。

【四元電流密度】（Four-current density）

在相對論中以四方向分量來表示電流密度。

【四因數公式】（Four-factor formula）

在熱中子反應器中，中子之增殖因數 k（即在反應器中平均對每一熱中子消失後新產生之熱中子數的平均值，k 可爲 0.999 或 1.01 等）隨在反應器中可能發生的各種物理現象而異。求 k 的值可由以下四因數的乘積表示之，故稱之爲四因數公式

$$k=\eta\cdot\varepsilon\cdot p\cdot f$$

關於各因數的意義，說明如下：

1. η 爲由核燃料分裂時所產生的新中子數，若核燃料並非純由對熱中子可分裂物質（如鈾-235、鈽-239、鈾-233等）組成，而含有鈾-238（或釷-232）時，則中子除被鈾-235吸收外，亦可能由鈾-238吸收。因此新中子的產生數目較純鈾-235單獨存在時爲少。蓋被鈾-238吸收的熱中子並不導致分裂，故

$$\eta=\nu\frac{\text{在核燃料內的分裂率}}{\text{在核燃料內的吸收率}}$$

ν 爲分裂時所產生分裂中子的平均數。

若 N 表單位體積內核燃料的原子數，則在鈾-235及鈾-238混合的情況下，

$$n=\frac{\nu N_{235}\,\sigma_{sp}^{235}}{N_{235}(\sigma_{sp}^{235}+\sigma_{r}^{235})+N_{238}\sigma_{r}^{238}}$$

若核燃料中尚有其他吸收中子的元素，則需再加在分母之中。

2. ε 爲由快中子引發分裂時產生的新中子的倍數。若核燃料中含有鈾-238，因有快中子存在，則此快中子可能導致鈾-238分裂（分裂的底限能量爲 1.4 MeV），即

$$\varepsilon=\frac{\text{單位時間內產生快中子的總數}}{\text{單位時間內由熱中子所引發的分裂而產生之快中子的總數}}$$

故知 $\varepsilon\geqq 1$。

3. p 爲中子逃出共振區的機率。快中子產生後，由於對周圍物質（主要爲緩速劑）撞擊的結果，速度立即下降。在其能量下降至熱中子能量之前有一共振區域，相當於物質的受激態能量，中子在此區域中其被

物質吸收而消失的機率較大。

p ≡在減速過程中未被吸收之中子的百分數。

4.f 爲熱中子的可用數，減速後的熱中子亦有可能被核燃料以外的其他物質（如緩速劑、冷卻劑等）所吸收而消失，其被核燃料吸收的成分愈大，則熱中子的可資利用數愈大，即

$$f \equiv \frac{\text{中子在核燃料中的吸收率}}{\text{中子的總吸收率}}$$

注意以上四因數公式並未包括中子自反應器中逸出的影響，即假想反應器爲無限大時的增殖因數。

【四投開關】（ Four-position switch ）

有些廣播接收機，其 *Hi-Fi* 音質控制的電路是採用一個四投開關，控制強放級的反饋來完成其耦合工作和衰減或增強某種音頻。

【四季】（ Season ）

當一行星赤道傾斜於其公轉軌道時則有四季。地球赤道傾斜度爲 $23\frac{1}{2}^{\circ}$，故有四季。火星赤道面傾斜 25°，其四季類似地球的四季。木星赤道面傾斜 3°，可不計四季。天王星赤道面的傾斜爲 98°，故其四季完全與地球的四季不同。

地球運動時，其轉軸在空間的方向不變。冬季時，太陽光線斜射於地面，地面上每單位面積受熱少；加之日間又短，每日受日光的時間短，亦即受熱的時間短；再因地球外圍的大氣層，吸收一部分光熱，光線愈斜射時，經過大氣層愈厚，吸收愈多，因此造成冬季寒冷。夏季則反是，太陽光直射地面，晝間又長，光線經過大氣層又薄，因而氣候熱。春秋兩季的情形，則居於冬夏之間，故氣候溫和。

南半球的四季，恰與北半球相反：北半球的夏季，適爲南半球的冬季；北半球的春季，爲南半球的秋季。

【四透鏡地上望遠鏡】（ Four-lens terrestrial telescope ）

一望遠鏡之物鏡與目鏡間再插入兩正像透鏡即可轉變天文望遠鏡的

形式，爲地上望遠鏡的工具。此種所謂四透鏡目鏡的原理可在光學試驗臺安排如圖 5 — 37 之透鏡組合。某遠處物標之倒立物像首先由 + 2 D 物鏡在 I 處玻璃座屏上呈現。正像透鏡（*erector*）大多數由兩個相同焦距之透鏡組成，兩鏡相隔之距離等於此鏡焦距的一倍半；而物像 I 在此正像透鏡之第一面透鏡前方爲其焦距半倍處呈現；因此可安置兩個 +10D 透鏡製成此模型，此二透鏡均嵌在握柄中安排在光學試驗臺上，相隔 15cm，且在由物像平面 I 算起 5 cm 處安置此正像透鏡之前透鏡。於是再以另外兩個握柄安置惠更斯目鏡，將場透鏡置於距正像透鏡之側透鏡 12.5cm 處。今再轉動正像透鏡系統，且在透鏡間插入一光闌，其位置及大小均甚重要；欲決定此點，以一擴散光源照明物鏡之全面積，且尋求置於正像透鏡之透鏡間的玻璃座屏的位置，俾使清晰之物像在座屏上形成。記錄在試驗臺上的位置，且測量物像之直徑，該物像約有 7 mm。移去此玻璃座屏且代以一光闌，版上有一前述 7 mm 之孔。今此地上望遠鏡已完備，且經此工具觀看，遠處之物標將清晰看出已被矯正爲正立且倒轉。

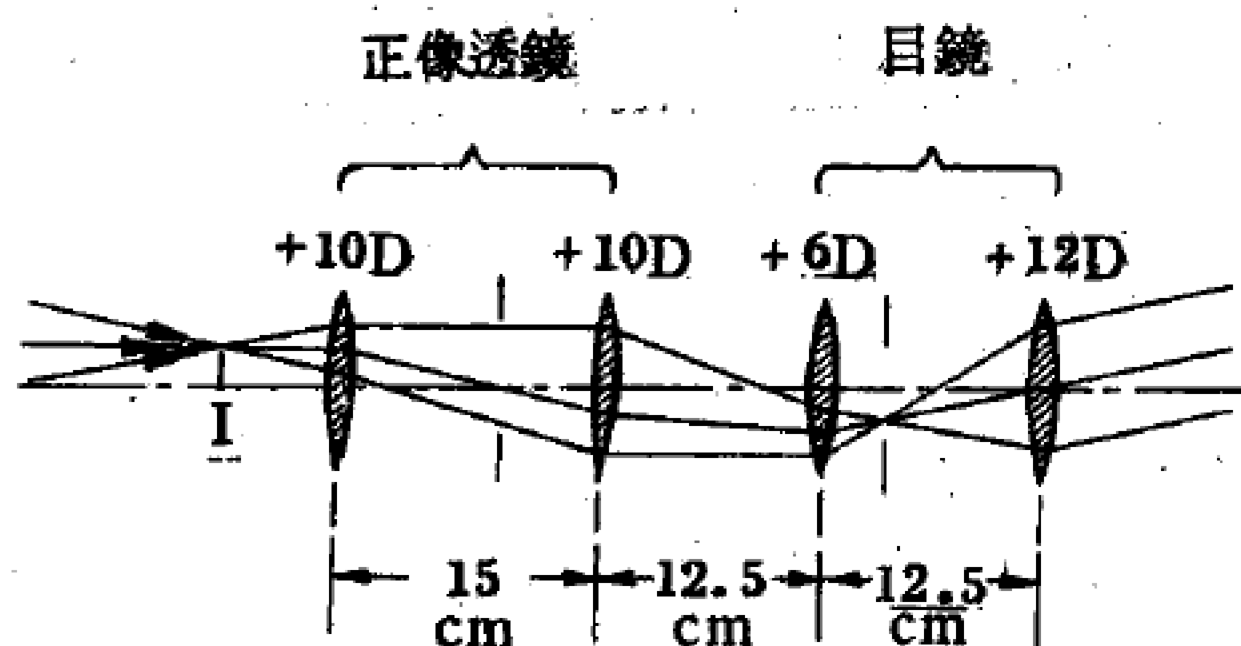


圖 5 — 37
四透鏡地上望遠鏡目鏡之模型（光線圖解）

【四極管】（Tetrode）

所謂四極管者，在控制柵極與屏極間加一個第四個電極，稱爲簾柵極

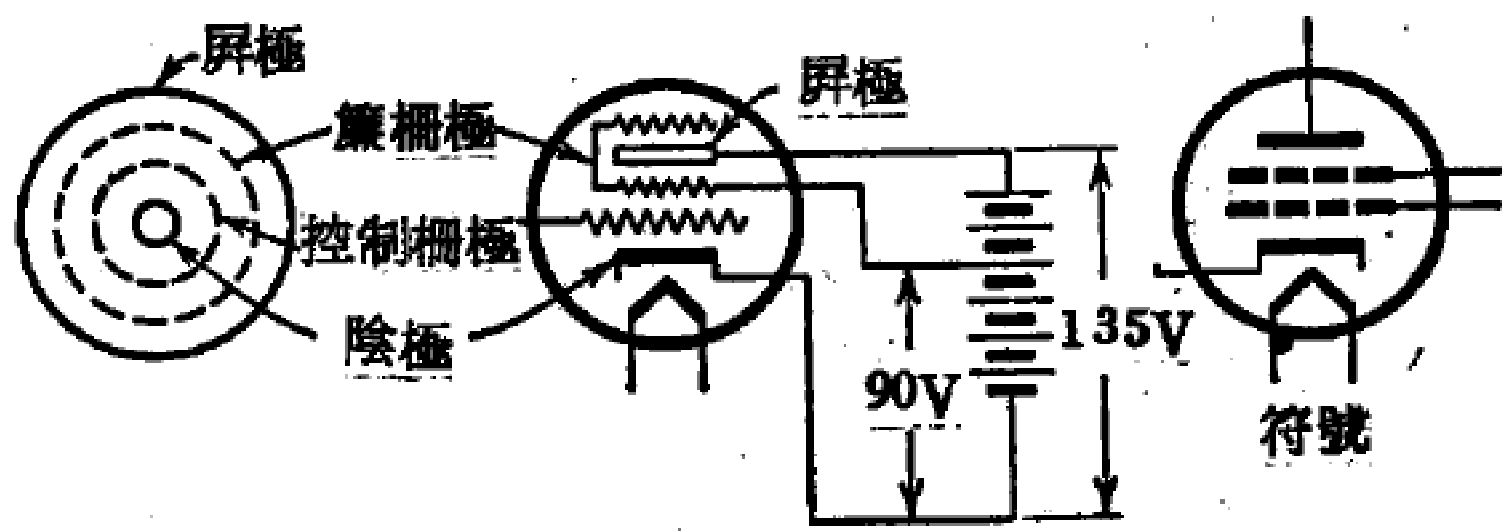


圖 5 — 38　四極管之構造

(*screen grid*)。簾柵極的構造與控制柵極相似，如圖5－38。

簾柵極以圍繞屏極或置於屏柵極之間,此簾柵作用主要有二個優點：

1.消除屏極與控制柵極間的極間電容量，因簾柵極置於控制柵極與屏極間，因此電容量關係僅存簾柵與屏極間，而非屏柵間的電容量，對於控制柵極，簾柵極有屏遮柵極的效果，則柵極電壓純為訊號電壓，由屏極電壓變動 C_{gp} 所產生充放電壓，受簾柵極靜電屏遮，柵極則不受屏極變動的影響。

簾柵極電壓保持不變，相當屏柵之間置一靜電板，隔離了反饋電壓。簾柵電壓由電阻器 R_{sg} 降壓後供給，簾柵極如發生電流變動則由 C_{sg} 電容器旁路，因此簾柵極的電壓能保持穩定不變。

2.簾柵正電壓吸收陰極周圍空間電荷，因此電子由陰極出來的速度加快，等於簾柵加力使電子加速度流動，此電子流動則不受遠距離屏壓的影響，但電子通過簾柵空隙較疏，同時本身吸收的電子非常微小。

因簾柵極有一定正壓，故有穩定不變的引力作用空間電荷。

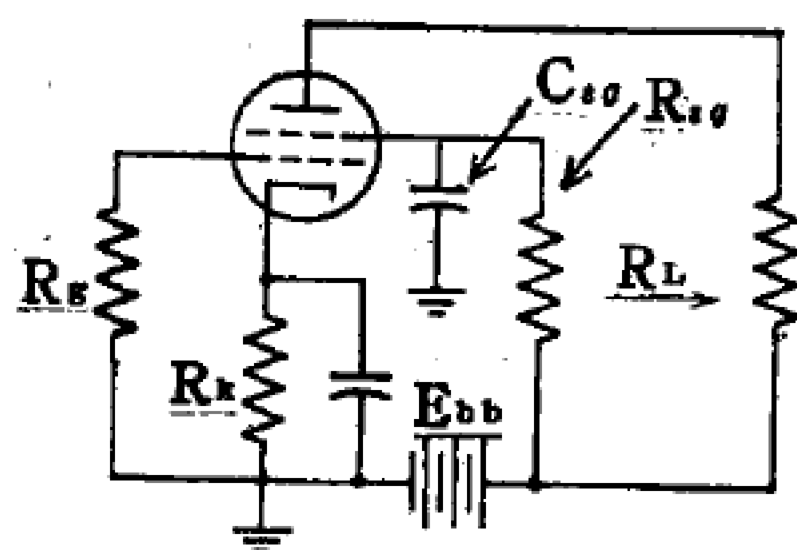


圖5－39四極管電路

雖然屏壓發生變動時，但電子到達屏極距離較遠，不能完全受制於屏極，但簾柵極引力足使電子之速度增加，因此簾柵極乃是控制屏流的主要因素。不過在三極管中，每當屏壓減低時，I_p 即會減少，屏壓增加，屏流增加，結果極間電容量發生充放電作用。

在四極管中，簾柵極電壓穩定，不受屏極電壓變動的影響。

同時在三極管中，欲減低 C_{gp} 之電容量，屏陰間的距離應加大，但 r_p 愈增加，則 r_p 必因距離之增加，屏流勢必減少，但是四極管屏流，由簾柵極的引力而增加，故屏陰間的距離增加，並不影響屏流的增量。

因屏極的變動電壓 e_p 等於 $I_p r_p$，r_p 增大，而 I_p 又大量變動時，則

e_p 當較三極管要大得多，於是四極管較小 E_c 控制電壓而有較大的 e_p 變動值，故其放大係數 $e_p/e_c = \mu$ 較三極管爲大。

但四極管亦有缺點，因簾柵極並不全部不吸收電流，故必須吸收部分的 I_p 而成簾柵電流 I_{sg} ，不過其值甚爲微小。另一原因，因爲簾柵極加速度電子打擊屏極，可能使屏極物質中其他電子被撞出成爲二次放射，此二次放射電子速度較加速度電子緩慢，於是屏極與簾柵間形成一層空間電荷，此空間則排斥陰極而來之電子羣，結果使屏流因二次放射而減低。

尤其是屏極電壓較簾柵電壓爲低時更爲嚴重，故實際應用時，屏極電壓必須高過於簾柵電壓。

圖 5 — 40 表示四極管各極電位分佈情形，設陰極保持零電位，柵極電壓爲負時，陰柵空間中電子速度緩慢。簾柵電壓90伏特與控制柵極間電位差極大，電子爲加速度前進，電子速達到 A 點，因屏極電壓略較簾柵電壓爲正，電子速度由 A 點加速至屏極。假若屏壓降低至 x 點，虛線所示者，此時二次放射增加，大多數爲簾柵極所吸收，屏流減低。

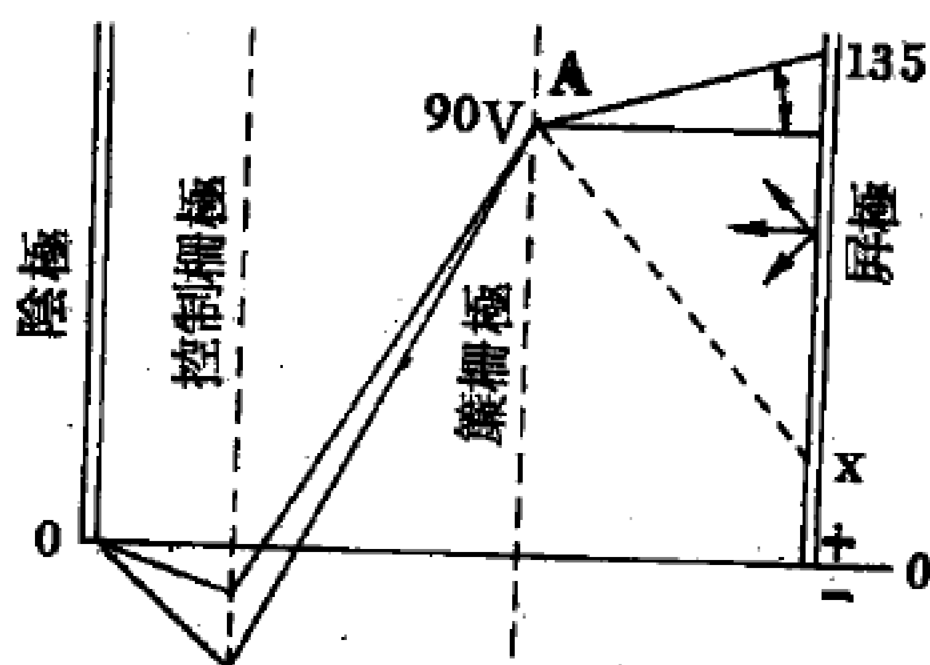


圖 5 — 40　簾柵極之電位分佈

某一情況：如果二次放射電子數量甚大時，如此屏流逆向流至簾柵極，如圖 5 — 41 影線部分所示者。

虛線曲線表示與屏流爲對應的簾柵極電流 I_{sg} ，屏流直線上升時，屏極電壓大約在高過於簾柵電壓若干伏特開始，此時屏極有足夠引力吸收二次放射的電子，此後屏壓不斷增加，屏流增加緩慢完全由簾柵電壓來控制屏流。

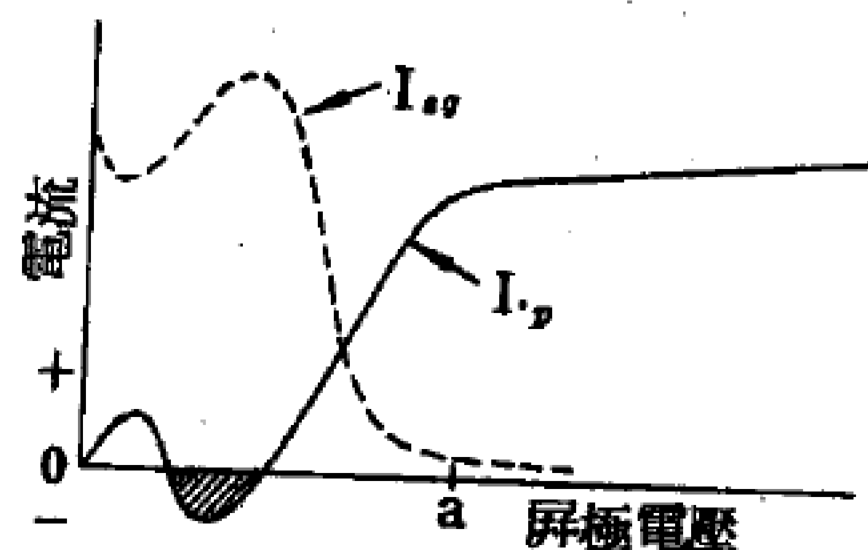


圖 5 — 41　四極管屏流特性

爲消除二次放射的影響，將屏極物質經過一種特殊碳化（*carbon-izing*）處理，則可減低二次放射的量。

【四極耦合】（Quadrupole coupling）

分子轉動與分子內的原子核電四極的交互作用，換言之，即分子轉動的角動量 J 與其原子核自旋 I 的耦合。因總角動量 $J+I$ 的可能值爲

$$J+I,\ J+I-1,\ \cdots,\ J-I+1,\ J-I$$

當 $J \geqq I$ 時

或

$$I+J,\ I+J-1,\ \cdots,\ I-J+1,\ I-J$$

當 $J<I$ 時

故在分子轉動能譜中，每一能階有 $2I+1$（當 $I \leqq J$）或 $2J+1$（當 $J<I$）個超精細結構。

【四極輻射】（Quadrupole radiation）

改變四極矩所引起的輻射稱爲四極輻射，此輻射強度較偶極輻射弱。

【四維向量】（Four-vector）

在相對論中討論四維空間，在這空間裏的向量有四個分量，稱爲四維向量。例如位置向量的分量是（x，y，z，ict），$i=\sqrt{-1}$，c＝光速，t＝時間。以此類推，凡具有四個分量而在羅倫茲變換之下具有與上述位置向量有同樣變換性質者，皆稱爲四維向量。

【四維距離】（Four dimensional distance）

四維距離之定義爲：四個坐標平方和之開方（三個空間坐標與一個時間坐標）。然而，這樣無異於承認了空間與時間的相等性，或是空間單位與時間單位的可互換性。

愛因斯坦認爲空間與時間在物理上的區別可以用數學強調出來，將時間坐標平方這一項的符號改成負號。如此，四維距離的定義即爲三個空間坐標之平方和減去時間坐標之平方後的平方根。

例如第一事件是1946年七月一日上午九時正在比基尼島試爆一枚原子彈，第二事件則是同日上午九時一分正一顆隕石墜落在火星上。這二件事件的時間間隔是540,000,000,000光呎，空間距離是650,000,000,000呎，故其四維距離是：

$$\sqrt{(65\times10^{10})^2-(54\times10^{10})^2} = 36\times10^{10}\ 呎$$

【四維歐幾里得空間】(Four dimensional Euclidean space)

即一般所說由四維向量所組成的空間。

【四端網絡】(Four-terminal network)

這是具有輸入端與輸出端的一切電路總稱，這種電路具有四個點，在其中兩點之間接入輸入電壓，而在另外兩點之間獲得輸出電壓，例如放大器、濾波器、橋式電路等即是。所有這些不同的儀器之所以用四端網絡這一個概念統一起來，是因爲對於這些儀器存在一些共同適用的方法，知道了四端網絡的若干特性，就可以利用這些方法確定輸入電壓與輸出電壓之間的比例關係。

【四衝程汽油機】(Four stroke gasoline engine)

由汽缸、活塞、點火塞（火星塞）、吸氣閥、排氣閥等而組成。曲柄軸轉2次（活塞2往復）時，反覆作如圖5—42所示的四個衝程。在此衝程中，實際推動活塞的，只有爆炸衝程，而其他的衝程都靠飛輪的慣性而完成。

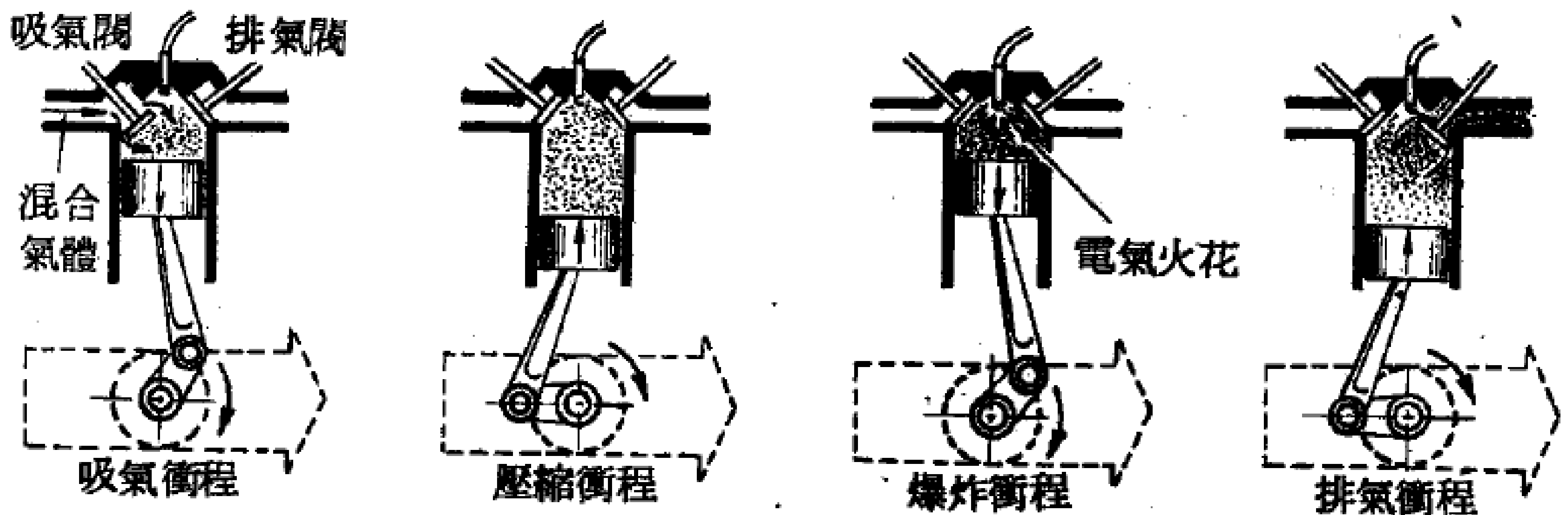


圖 5 — 42　四衝程汽油機

1.吸氣衝程（ *suction stroke* ）——活塞下降時，吸氣閥打開

，汽油與空氣的混合氣體被吸入汽缸內。

2.壓縮衝程（ *compression stroke*）——吸氣閥關閉，由於活塞的上升，混合氣體被壓縮。

3.爆炸衝程（ *explosion stroke* ）——也叫膨脹衝程。壓縮將完成時，由電氣火花使氣體點火，爆炸的氣體推下活塞轉動曲柄。

4.排氣衝程（ *exhaust stroke* ）——排氣閥開，活塞再上升，將廢氣排出外面。

【外力】（ External force ）

一力施於一系統，此力非來自此系統而是來自系統的外界，則此力對此系統而言，即爲外力。

例如一個系統含有 n 個電子，將此系統置於一電場中，此系統中之電子將受電場的作用，其作用力 $\vec{F}=\vec{E}q$ ，此力即爲外力，至於電子彼此之間的作用力則爲此系統的內力（ *internal force* ）。

【外司場】（ Weiss field ）

由於鐵磁物質內部電子自旋及磁矩均作規則排列，因此，即使沒有外加磁場時，鐵磁物質仍具有自發磁矩。

外司（ *Pierre Weiss* ）假想鐵磁物質相當於有內磁場的順磁物，這種內磁場促使內部離子與原子磁矩規則地排列。此假想的磁場與物質的磁化強度成正比　　$B_E=\lambda M$

式中 B_E 即外司場，又稱爲分子場或交換磁場；λ 是常數，稱爲外司場係數；M 是該物質的磁化強度。

外司場並非眞正的磁場，所以並未列入馬克士威方程式中，但它可以解釋許多重要的鐵磁特性。

【外合】（ Superior conjunction ）

外行星與太陽在同一時圈上的時間或位置。

參閱“ 內合（ *Interior conjunction* ）”條。

【外行星】(Superior planets)

比地球的公轉軌道，距太陽更遠的火星、木星、土星、天王星、海王星、冥王星等六個行星，叫外行星。

在這些較外圈的六個外行星上，生命的存在絕不可能。因這幾個行星都太冷了；表面溫度最高者為木星，計華氏零下 170 度，最低者為較遠的冥王星，計華氏零下 380 度，其他都在這兩個溫度之間。除了冥王星以外，其他五顆行星全都籠罩在濃重的毒氣雲層之下。

外行星的運行，和內行星略有不同。如圖5－43，最初地球在 E_1，行星在 P_1 的時候，叫做合(*conjunction*)。其後行星漸漸向東走，到了 E_2P_2 的位置，是為方照(*quadrature*)；再向東行，走到 E_3P_3 以後，地球軌道和行星軌道相平行，而地球速度大，所以行星開始向西走，在 E_3P_3 的位置，行星的視運動變方向，似乎不動，叫做留(*stationary point*)，到了 E_4 P_4 的位置叫做衝(*opposition*)。走到 E_5P_5 又留而不動，其後再向東方運行，經過 E_6P_6 的方照，再到 E_7P_7 的合。行星向東的運行叫做順行(*direct motion*)；向西的運行叫做逆行(*retrograde motion*)。

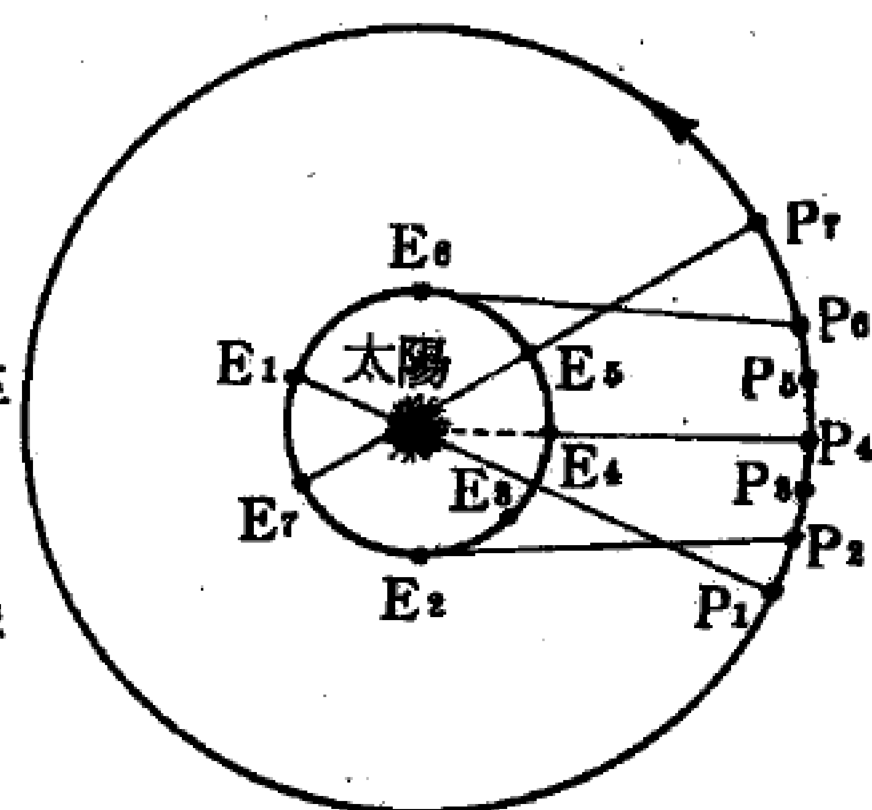


圖 5－43　外行星的運行

參閱“內行星(*Interior planets*)”條。

【外延量】(Extensive quantity)

熱動學坐標中，壓力 P、容積 V、內能 U、溫度 T 與熵 S。在這些坐標變數裏面 V、U 和 S 會隨物系內質量的增加而增加，稱為外延量，P 和 T 不隨物系的質量而增加，稱為內含量(*intensive quantities*)。

【外施力】(Applied force)

在解自由系動力學(*dynamics*)之問題時，作用於系上的力，經常是利用力與坐標之間的關係(例如彈力和引力等)，或力與速度之間的關係(例如阻力等)來表達。這些作用力和運動學之間的關係是預先確定的，特稱之為外施力。

【外施電壓】(Applied voltage)

指供給電路的電源電壓。

【外差法】(Heterodyne method)

將二週率不同之電流，同時導入一電路，使其產生與二週率相差，或相加之電流。此種新產生之電流，所具有之週率為外差週率。超等外差式收音機，即應用此原理而成者。

【外氣圈】(Outer atmosphere)

在大氣層之外，高度在500公里以上者稱之。

詳閱"大氣層(*Atmosphere*)"條。

【外部記憶單位】(External storage)

外部記憶單位是一種電腦記憶媒體。例如卡片、紙帶和磁帶等皆是，可將許多複雜的資料記憶在其上面。

【外插法】(Extrapolation)

根據兩物理量之函數圖形引伸至實驗數據以外，以推出觀測範圍外之可能情況的方法稱為外插法，又叫外推法。此法所得的結果不一定正確，要在合乎物理意義範圍內測得結果才正確。如絕對零度之測定即利用此方法。

【外插區域】(Extrapolated range)

以外插法所推得數據之區域稱之。

【外稟半導體】(Extrinsic semicondutor)

*N*型或*P*型之半導體，其所以會含有傳導電子或空穴，全是因為晶體內含有雜質之故，這類物質我們統稱之為外稟半導體。在此應注

意的是在*N*型半導體內，費米能階的位置鄰近施主能階，此因爲*N*型半導體，傳導帶中所含的電子，比內稟半導體多，於是費米能階就比較鄰近傳導帶。*P*型半導體的情況則恰好相反，它的費米能階則鄰近受主能階。

當晶體中施主原子和受主原子之數量相等時，晶體卽表現出它的內稟特性，因爲晶體具有這種特性，所以卽使淨化提煉的技術，不能得到百分之百的純淨物質，但晶體仍能夠具有內稟特性。

【外電阻】(External resistance)

凡電子管屏極輸出電路，或其他外部負荷之耗阻，稱曰外路耗阻。與電源相連的外電路的電阻，稱外電阻。卽電流流經電池外之導線或線圈等時，在導線或線圈上所生之電阻，謂之外電阻。

【外電路】(External circuit)

連接於電源兩極，與內電路合成一電流的循環路線，使電流由正極流至負極的導線，稱爲外電路。

外電路發生自正極向負極的電流，同時內電路電流方向爲由負極流向正極以維持電壓之定值。故全電路實同時發生同強度同方向之電流，而各處並無電子或電量的增減。

【外層島宇宙】(Outer island universes)

又稱外層銀河系 (*Outer galaxy*)，當望遠鏡的視界向外逐漸擴展時，經過了人們熟知的星座及銀河中位置較遠的星雲與星團，人們發現到極遠處有許多薄霧狀閃爍發光的斑塊，其數目與日俱增，就像蛛網一般懸掛在空隙中。這些就是外層島宇宙，每一個島宇宙都由數十萬萬星辰所構成，因爲它們深深地蘊藏於空間的深淵中，因此從它們顯露出來的那些光線，務必要經過數百萬年才能達到地球上來。單是在北斗七星 (*Big Dipper*) 的斗部以內，面積只及整個天空二千分之一的那矩形中間，就有由三百多個島宇宙構成的星團，在發出微弱的光芒。同它

相形之下，我們那只包括了十七個單位的本宇宙羣，就不免有小巫大巫之嫌，只能稱爲矮星團(*dwarf cluster*)了。一般來說，外層空間中的島宇宙往往會有五百個左右互相聯合在一起，自成一個集團(成爲島宇宙羣)，它們相互以重力相聯結，並且在它們隨意漫遊之際，常會有相互貫通的情形發生。

天文學家們估計，在我們最大的望遠鏡視界以內，大約有一萬億個島宇宙。島宇宙共可分爲三大類：(1)橢圓島宇宙(*elliptical island universes*)，在已經登載入表的島宇宙中約佔百分之十七；(2)旋渦島宇宙(*spiral island universes*)，約佔百分之八十；(3) 不規則島宇宙(*irregular island universes*)，約佔百分之三。因爲旋轉時速率的大小迥異，橢圓島宇宙的形狀，有的是完全對稱的球形，有的是扁平碗碟狀圓盤，各個不等。爲了同樣理由，旋渦島宇宙也有各種形狀，有的作緊密盤旋，有的像銀河一般盤旋得比較鬆弛，有的更成爲向外張開的圓輪，其核心很小，而臂部則因爲急速轉動時離心力的作用而向外延伸。大多數旋渦島宇宙的中心都呈圓形，但其中大約有百分之三十左右，其心核伸長，而成爲閂狀旋渦(*barred spirals*)。第三類島宇宙，稱爲不規則島宇宙，像麥哲倫雲一般，並無一定形狀，既無一定心核，也無系統的廻旋運動。

現在有些天文學家，想把各類島宇宙安放進一個進化的順序中去，他們建議說，那擾動不休的不規則島宇宙，全是新生的系統，嗣後將形成急速廻轉的旋渦島宇宙，後來再進化成行動緩慢的橢圓島宇宙。可是大多數的天文學家則堅決認爲一切島宇宙的年齡都約略相同。他們聲言，島宇宙之所以型式各異，是因爲創始之時，它們的旋轉速率不同之故。速率之大小，可以決定究竟有多少原始物質應該凝聚而成星辰，有多少物質仍應繼續自由飄浮，而成爲氣雲與煙霧。

【外積】(Outer product)

張量間的一種乘法，例如反變張量A^i和協變張量B_j進行外積乘法得到的外積爲C^i_j，此外積爲一混合張量。這種運算可推廣至任何階的張量，如

$$A^{m}\cdot{}_{n}B_{pq}=C^{m}{}_{npq}$$

應用於向量時，外積即指其向量積。

參閱"向量積（*Vector product*）"條。

【外燃機】（External combustion engine）

把煤或重油燃燒所產生的熱能先傳給水，使水在鍋爐中產生過熱蒸汽，並將其壓力轉成動能藉以作功的機器，蒸汽機、汽輪機均屬於這一類。

【失重狀態】（Weightlessness）

簡稱失重或無重量。吸引力與離心力相抵銷時所處之環境及感覺即爲失重狀態。

在地球上，人和一切物體之所以有重量是由於地心吸力。而宇宙飛船離地球越遠，飛船內的人的重量便越輕。

在無重量情況下，會產生各種特殊的物理現象。例如：通常我們所理解的"上"和"下"的觀念就消失了；從手裏拋出的物體將不會向下落；人可以飄飄浮浮在空中，在飛船艙內只須有一根小繩子維繫著便可以舒舒服服地躺在空中睡覺，要燒水或煮飯必須用一個特製的圓形的鍋，同時用離心機使鍋旋轉，以便鍋內的食物和水能貼在鍋壁上；劃火柴的時候，火柴頭是著了，但火柴頭下面的火柴梗卻著不起來。

雖然失重對人體健康並無影響，但會做成生活上的不方便，因此，未來的宇宙飛船，可能會利用小型的發動機使密封艙（即太空人所居住的部分）旋轉起來，這樣就會產生離心力，而離心力就可以代替重力。

【失眞】（Distortion）

一般而言，失眞是由於放大器在特性曲線的非直線部分作用所引起

的.，當然電子管的特性曲線，決非完全的直線，所以對輸出信號多少會引起一點失眞。通常我們又稱它作畸變。

在理想情形下，一個完全代表聲波的聲頻電波，經過聲頻放大器後，除了波的幅度增大外，波的形狀完全與原來輸入的聲頻電波相同，將此無失眞的聲頻電波再送到揚聲器，如果揚聲器不會引起失眞的話，揚聲器所發出的聲音必與原來的聲音完全相同。在實際上，任何由揚聲器所重現的聲音，決不會與原來送入放大器的聲音相同，就是所用的放大器及揚聲器都是最理想的，也不可能相同。其一，揚聲器決不是一個樂器，所以重現的聲音，不可能如大交響樂團所演奏得那麼眞，而又有空間性，甚至於揚聲器連一個鋼琴都比不上。再者，由揚聲器所重現出的聲音，大多是由一個頻道（ *channel* ）經一個微音器、一個放大器、一個揚聲器送出，然後由人的兩耳聽到。人類兩耳對於所聽得的聲音，在時間上是有所不同的，所以能感覺出聲音的方向。這種人類多方向的聽覺感受，決非單一頻道的放大器所能重現出來的。

關於電壓放大器及功率放大器，對輸入信號電波所引起的失眞，可分爲頻率失眞（ *frequency distortion* ）、相位失眞（ *phase distortion* ）、振幅失眞（ *amplitude distortion* ）。

【 I 】頻率失眞

一放大器對於各頻率之輸入訊號，其增益並不能獲得一致水準，謂之頻率失眞。

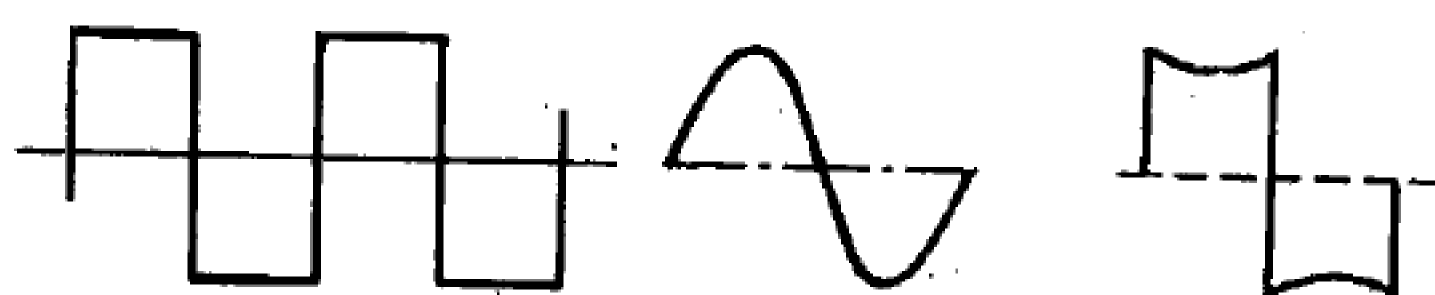
頻率失眞通常在放大器之交連電容器 C_c 容量過小，或頻率過低時發生，在高頻率由於眞空管或電晶體之內部電容量分路等效應的結果，高頻因旁路而產生失眞，因此放大器對於任何頻率不能獲得較寬之頻率應度（ *frequency response* ）。

此一頻率失眞情形，可用示波器觀察放大器之輸出波形加以瞭解。

假如輸入放大器之訊號含有多次諧波基本波，如頻率爲1,000赫茲之

方波，經過放大後輸出波形不再出現多次諧波時，如圖 5 — 44 (*b*) 則此放大器對於1,000赫茲以上之頻率增益低落。

假如輸出波形如圖 5 — 44 (*c*)，則對1,000赫茲以下之頻率發生失眞。消除頻率失眞之方法，先求知放大器對於某頻率之衰減點，採用負反饋 (*negative feedback*) 或補償電路 (*complementary circuit*) 予以修正。



(a) 方波輸入 (b) 高次諧波失眞 (c) 基本波失眞
圖 5 — 44

【 Ⅱ 】相位失眞

相位失眞乃指輸入訊號相位基準與輸出訊號相位基準產生不必要的改變，此乃因放大器之耦合常數 (*coupling constant*) 隨頻率變異而發生較原有更多的相差，*R* - *C* 耦合放大器對於高頻率之相位差可能甚小，但是對於較低的頻率，由於耦合電容器之電容抗 X_c 之電壓降滯後輸出電壓，因此不同頻率的輸出各擁其各自的相位差。

尤其是比較複雜的波形加以放大時，每一諧波的相位極不一致，故輸出電壓必與原來之輸入電壓不相同。

【 Ⅲ 】振幅失眞

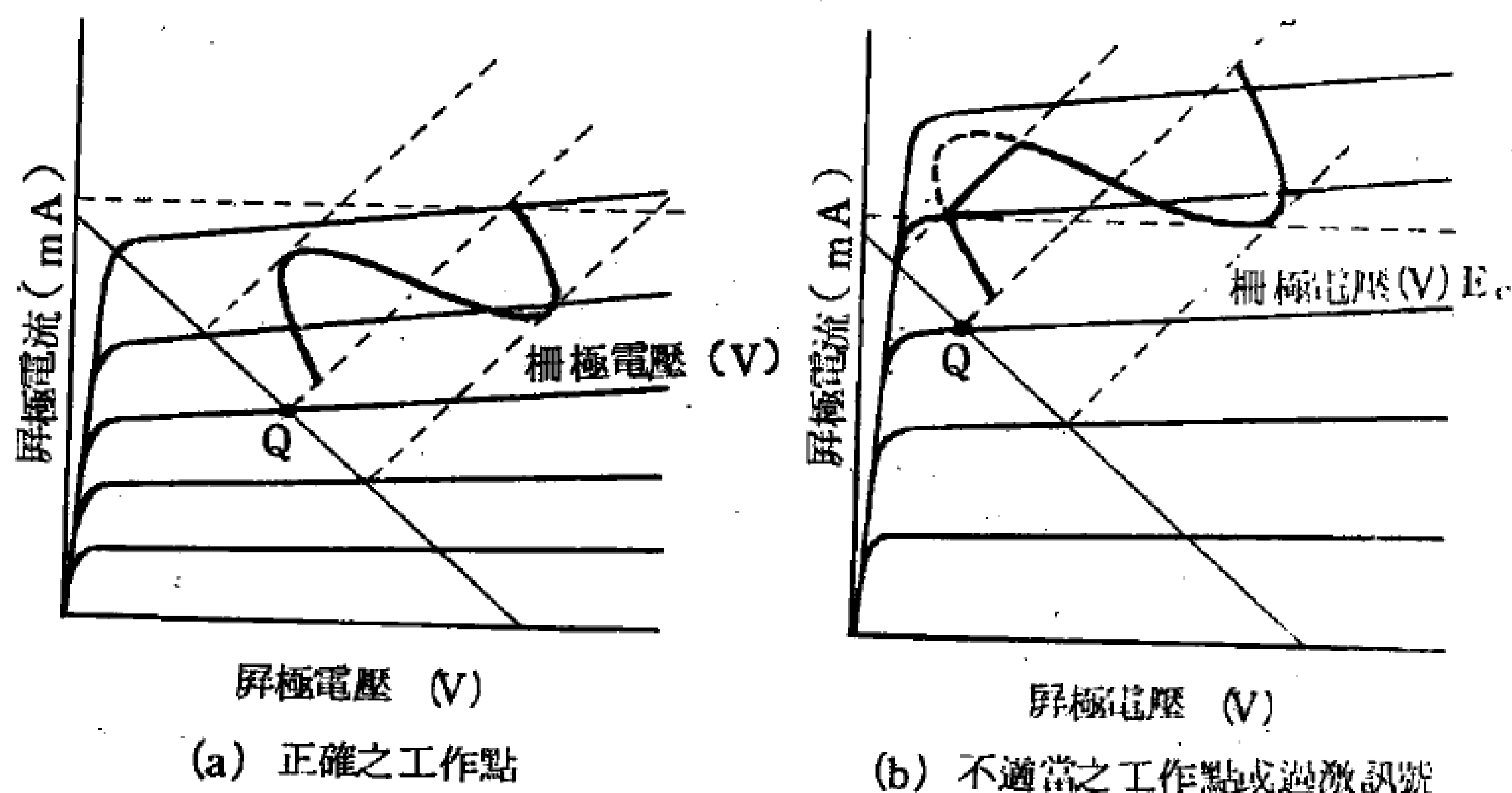
波幅失眞是指放大器輸出波形與輸入訊號波形間的畸變。

假如放大器之工作是在特性曲線的非線性部分，雖輸入訊號爲對稱之正弦波，則輸出波形必不能與輸入訊號相對應。

因此輸出電壓的變化與柵極電壓變化不成比例，除非輸入訊號極爲微小時，否則振幅失眞便因此而發生。

尤其輸入訊號發生過激 (*over-excitation*)，如圖 5 — 45 ，輸入訊號上部被柵流所剪截，如工作點 *Q* 過低，下部或爲截止電流所湮沒，輸出成一方波，因此避免振幅失眞，特性曲線的直線部分之利用，以及輸入訊號之振幅控制殊屬重要。

振幅失眞的原因，通常是眞空管效率衰退，屏極電壓過低，過激之



(a) 正確之工作點　(b) 不適當之工作點或過激訊號

圖 5 — 45　振幅失眞

訊號與錯誤的偏壓等。

錯誤的偏壓，或過激的訊號，使眞空管的工作點在特性曲線的非線性部，故振幅失眞常稱爲非線性失眞。

【失眞度】(Distortion scale)

聲音再生時與原音水準不同，聽覺上發生了過分或不足的感覺之謂。

【失眞校正】(Distorted correction)

在接收機和放大器內接入專門的校正或補償零件以消除頻率失眞。頻率失眞的發生是由於電路的頻率特性曲線中有阻塞和凸起的部分，因而失眞校正也就是從矯正頻率特性曲線而達到。假若電路的頻率特性曲線在高頻部分有了阻塞現象，則校正零件應相反地使其在高頻上具有升高部分。欲校正頻率特性曲線，通常是在低頻放大器的某些級中接入電感和電容，使該級頻率特性曲線的形狀發生變化，以對其餘全部電路的失眞進行校正。

【失調】(Detuning)

某個諧振系統的固有頻率與作用於該系統的外部頻率的偏差稱爲失調。失調通常用外部頻率與固有頻率的差值對固有頻率的比來說明（這就是所謂的相對失調）。

【尼可耳】（William Nicol 1867—1851）

尼可耳爲蘇格蘭物理學家，1948年發明由方解石製成的稜鏡，是偏振光顯微鏡的重要元件。

【尼可耳稜鏡】（Nicol's prism）

1828年由蘇格蘭物理學家尼可耳（*Nicol*）發明了一種雙折射式（*double-refraction type*）稜鏡。其後近一世紀內，尼可耳稜鏡幾成爲世界光學實驗之寵兒。此一設計極其複雜；從圖5—46中，可窺其大概與其複雜性；起偏器的所有表面都是斜面，並且，光軸也各傾斜於每個面。

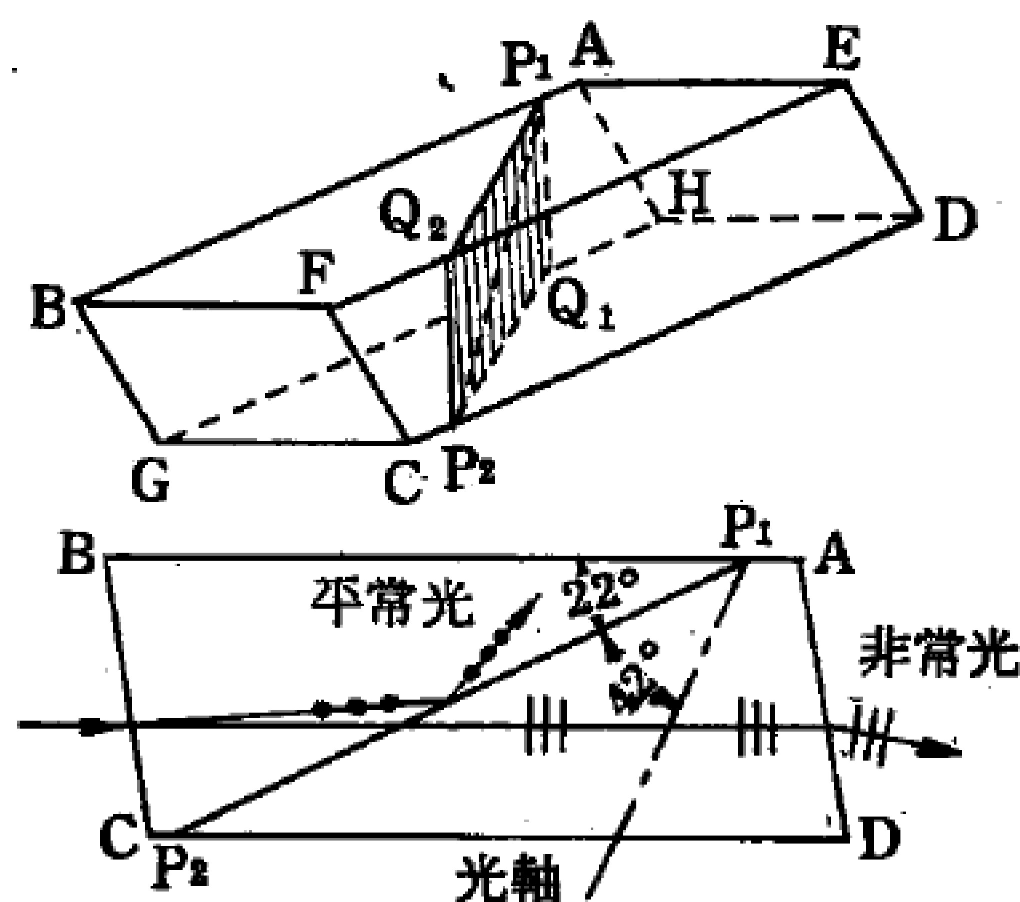


圖5—46　尼可耳稜鏡

$P_1Q_1P_2Q_2$面經切割後，用加拿大膠接合。四側面皆塗以黑漆。

最原始的方解石晶體需自對角面處分割爲二，然後再用一種特殊的接合劑接合在一起。此接合劑的折射率介於平常折射率（*ordinary index*）與非常折射率（*extraordinary index*）之間。如此的裝置可將入射光束分爲二折射光束，其一完全向內折射（在第一個方解石與接合劑的接合面），令另一光束透過。所選用的接合劑是加拿大膠，折射率十分理想，爲 $\eta=1.55$。適在方解石的折射率 $\eta_o=1.66$、$\eta_e=1.48$ 之間，可將尋常光線作完全反射，由稜鏡之塗黑側面所吸收，而不反射非常光線。

尼可耳稜鏡十分適用，利用兩塊結合在一起之狹長方解石，以消滅

結晶體內之尋常光線，而僅讓偏向石稜鏡平面偏振之非常光線通過。然而能用於操作的光譜範圍有一極限，因加拿大膠會吸收紫外線。此外，還有些小缺點，光束有側向位移的現象，並且由於入射面的傾斜而產生像散（*astigmatism*）的現象。

【巨蟹星座】（Cancer）

在獅子星座和雙子星座之間，有一個並不重要的星座，叫巨蟹星座，中間是一個小小的四方形。在晴朗的晚上，用望遠鏡來觀測這個四方形，可以看到這四方形裏面塡滿了星辰。那些星辰並不限於一方，而是錯綜複雜的，相互間擠得很近，成爲一個星團（*star cluster*）。這星團叫做積尸增三（*Praesepe*，意卽蜂巢）。

【巨觀】（Macroscopic）

"巨觀"與"微觀"（*microscopic*）相對，其意義是在普通尺度下的表現。

【巨觀吸收截面】（Macroscopic absorption cross section）

巨觀吸收截面Σ_a被定義如下：

$$\Sigma_a = \frac{1}{l_a}$$

爲每單位長度內分子被吸附之或然率。

【巨觀物態】（Macrostate）

對一系統狀態的描述，以比原子的尺度大很多的量作爲衡量的標準，並不涉及與原子尺度差不多或更小的量。這是對系統的物態做大幅度的量度，故能以巨觀參數描述之。如熱力學上的壓力、能量、熵、比熱等都是巨觀參數。

【巨觀電場】（Macroscopic electric field）

在考慮到介質的極化問題時，常常需要知道介質內部某點的電場。首先定義ϵ爲在介質內某點的電場強度。所謂巨觀電場E，就是ϵ對空間的平均值，換言之

$$E=\frac{1}{\tau}\int\epsilon dt$$

式中體積 τ 必須甚大，使統計上的“起伏現象”甚小，但 τ 又必須甚小，使極化向量 $\vec{P}$ 不能由 τ 的一端到另一端變化太大。因此，巨觀電場 $\vec{E}$ 是一變化非常緩慢的函數，$\vec{E}$ 的計算相當複雜，若在某一介質的外面，則可利用下式：

$$\vec{E}=\int_{\tau}\frac{\rho' d\tau}{r^2}\hat{r}+\int_{s}\frac{\sigma' da}{r^2}\hat{r}+\vec{E}_{ext} \qquad (1)$$

式中 $\rho'=\nabla\cdot P$ 是介質內的體積電荷分佈，$\sigma'=P\cdot n$，爲介質的表面電荷分佈，$\vec{P}$ 爲每分子的雙極矩，$\vec{P}$ 爲單位體積中的雙極矩，$\hat{r}$ 爲指向觀測點的單位向量，$\vec{n}$ 爲介質表面垂直向外的單位向量。式中的 σ' 及 ρ' 是由於所加的外界電場 $\vec{E}_{ext}$ 感應而生的電荷，不是通常的自由電荷。至於介質內部一點的巨觀電場，以上的方法並不適用，有兩點理由：第一，(1)式假設電雙極與觀測點的距離必須遠大於電雙極的大小，這在介質內部並不成立。第二，在內部觀測點附近的電雙極，用積分以代替相加的近似法並不合理。因此，我們想像一半徑爲 R，以觀測點 O 爲圓心的小球，小球的表面 S'' 將介質分爲兩部分，如圖 5 — 47 所示。

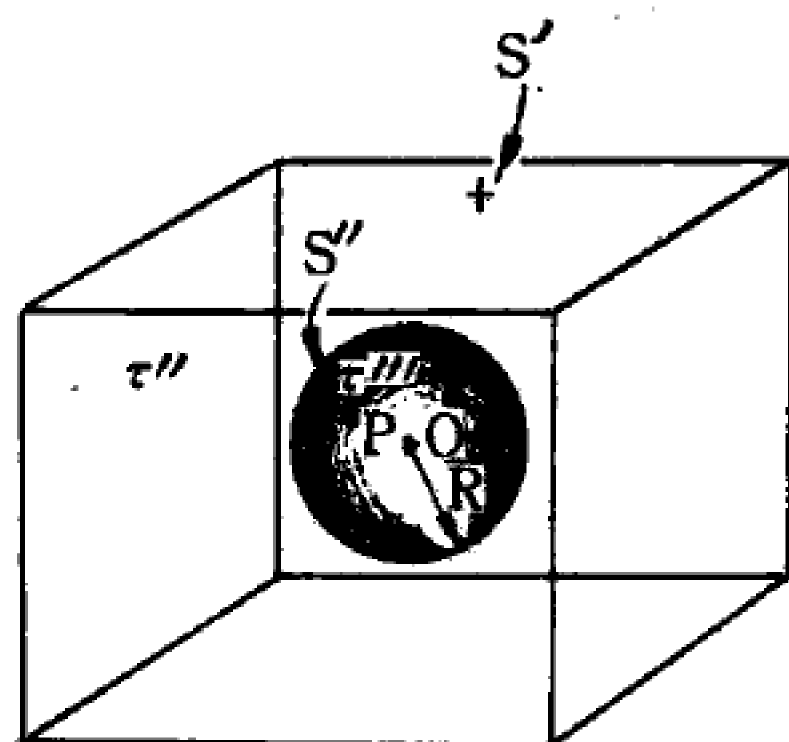


圖 5 — 47

半徑 R 的選擇要使得在 S'' 以外的介質能用(1)式計算，換言之，O 點對於 τ' 的介質可視爲外面的點。故巨觀電場可寫成：

$$\vec{E}=\vec{E}_{ext}+\int_{s'}\frac{\sigma' da'}{r^2}\hat{r}+\int_{\tau'}\frac{\rho' d\tau'}{r^2}\hat{r}+\int_{s''}\frac{\sigma'' da''}{r^2}\hat{r}+\vec{E}_4 \qquad (2)$$

E_4 是指由 τ'' 所生的電場。首先考究第四項，通常我們稱爲羅倫茲場，因爲 R 半徑甚小，極化向量 $\vec{P}$ 可視爲常數，故表面電荷密度爲

$$\vec{P}\cdot n=-\vec{P}\cos\theta$$

負號乃是此時 n 指向圓心 O 。由圖 5 — 48 可知，在圓環的電荷為 $2\pi a\, sin\theta \cdot a d\theta \cdot P cos\theta$，所以

$$\vec{E}_3 = \int_{s''} \frac{\sigma'' da''}{r^2}\hat{r}$$

$$= \int_0^\pi \frac{(2\pi a sin\theta)\cdot(a d\theta)\cdot(\vec{P} cos\theta)}{a^2} cos\theta = \frac{4\pi\vec{P}}{3}$$

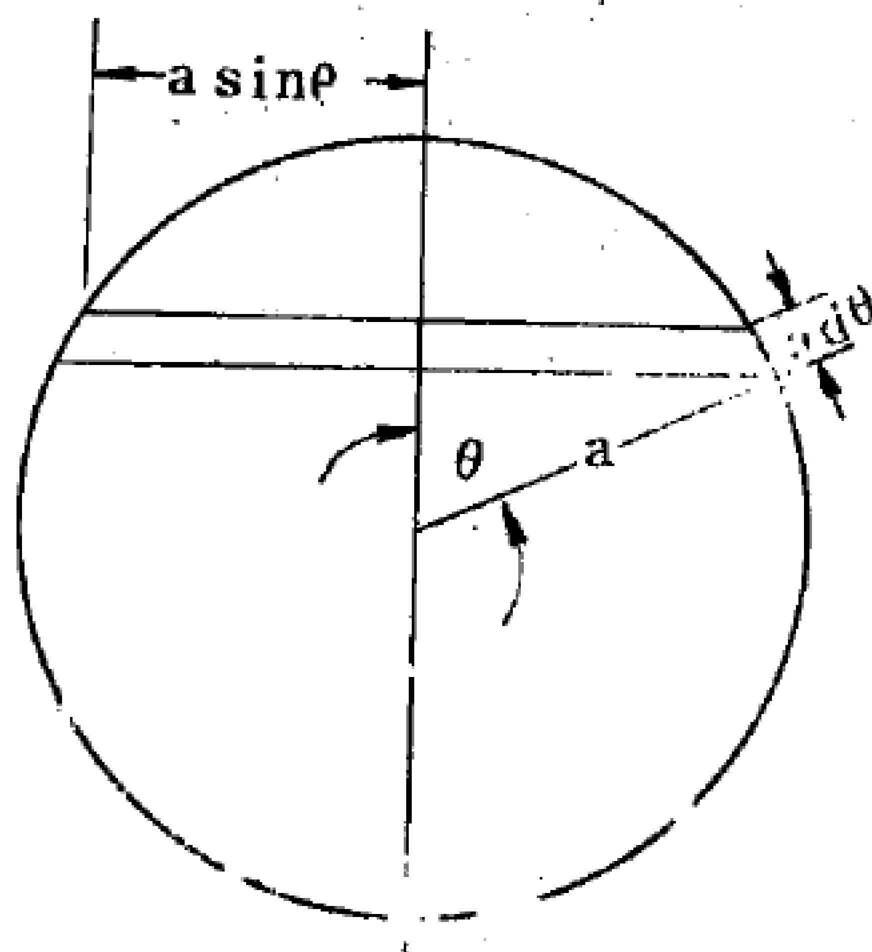


圖 5 — 48

式中的 a 即圓球半徑 R 。其次計算 $\vec{E}_4$，由巨觀電場的定義，在 O 點的電場必須對空間平均，這是相當重要的，因為當移動 O 到附近的 O' 時，可能 O' 位於分子的內部，於是電場甚強，亦可能在分子外面。計算空間平均的方法如圖 5 — 49 所示，先求出 S'' 球面內的電雙極對 O 點所生的電場，對 O' 點重複此步驟，只是半徑 R 的球體必須要隨之移動，然後將所有點平均之。因為 $\vec{P}$ 在圓球的範圍內變動並不大，所以只取一球面 S''，然後求在球體內的平均電場密度，由基本電學的計算，可知在一球體內的平均電場為

$$\vec{F} = -\frac{\Sigma\vec{p}}{R^3}$$

$$= -\frac{N(4/3)\pi R^3\vec{p}}{R^3}$$

$$= -\frac{4\pi\vec{P}}{3}$$

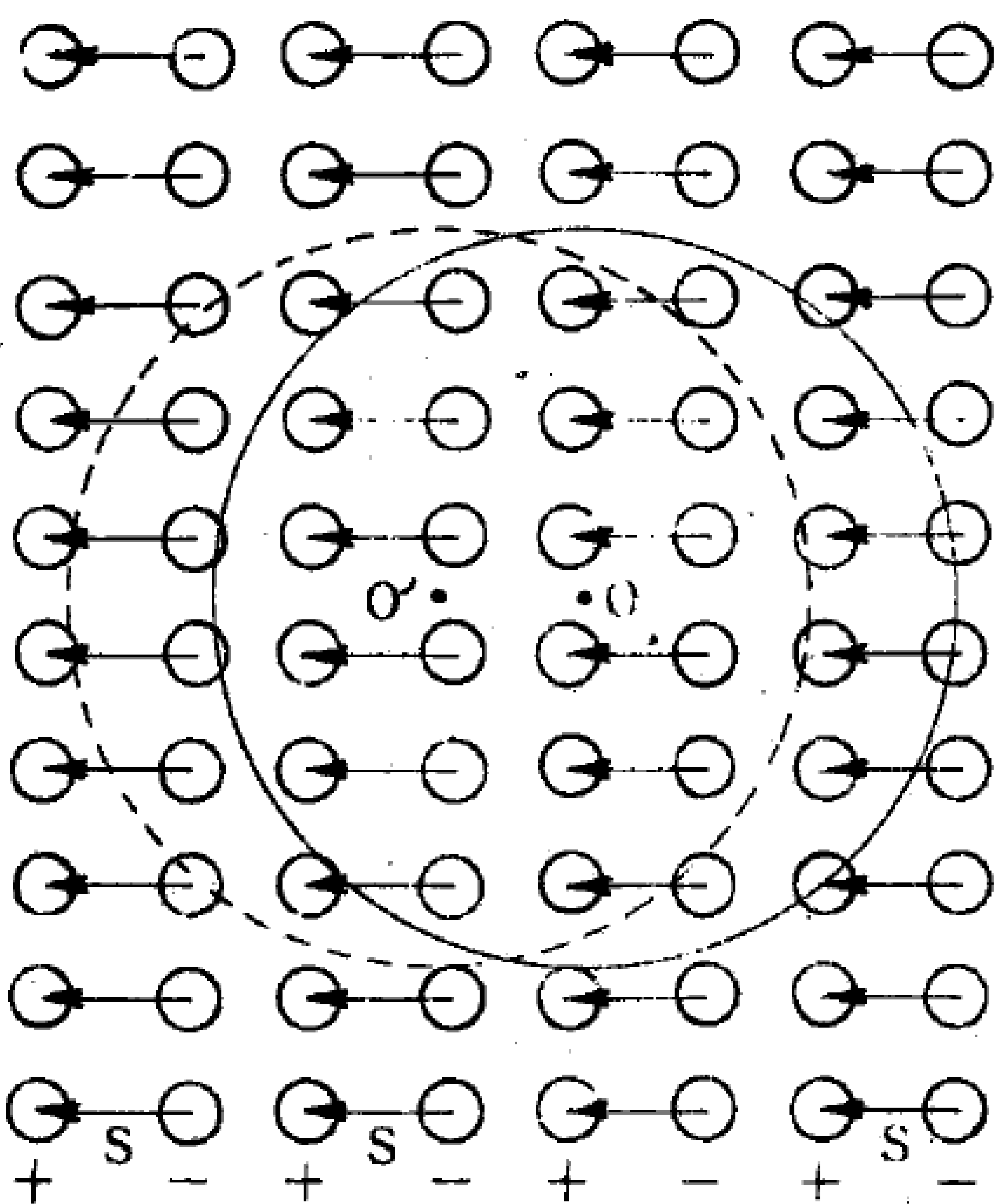


圖 5 — 49

此項與 E_3 大小相等，方向相反。由（2）式

$$\vec{E} = \int_{s'} \frac{\sigma' da'}{r^2}\hat{r} + \int_{\tau'} \frac{\rho' d\tau'}{r^2}\hat{r} + \vec{E}_{ext}$$

τ'為S''以外的體積，若積分全部的介質，則誤差是

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\int_{\tau''}\frac{\rho' d\tau''}{r^2}\hat{r}$$

但ρ'變化並不大，對一電荷均匀分佈的球體，中心點的電場爲零，故此誤差爲零，因此在介質內部某點的巨觀電場，亦可由（1）式計算。

【巨觀極微量】（Macroscopic infinitesmal）

一數量，以巨觀的立場看時，相當的小，但以微觀立場而論，則爲甚大的量，此種量稱爲巨觀極微量。這種極小的量，通常可以微分符號表示，例如，某巨觀量爲M，則其巨觀極微量可寫成dM。

【巨觀碰撞截面】（Macroscopic collision cross section）

巨觀碰撞截面Σ，其定義爲單位長度內，一分子之碰撞次數。

即

$$\Sigma=\frac{1}{l}$$

以m^{-1}爲單位表示之。

【左手定則】（Left-hand rule）

此定則係由佛萊銘（*Sir John A. Fleming*）所發明，用來判定載流導線在磁場內運動之方向。其定則如下：伸出左手，使拇、中、食三指彼此互相垂直（如圖5－50所示），食指表磁力線（磁場）之方向，中指表電流之方向，則拇指所指必爲導線運動之方向。因爲此定則常應用於決定電動機中之三個方向關係，故又稱爲“電動機定則”（*motor rule*）。

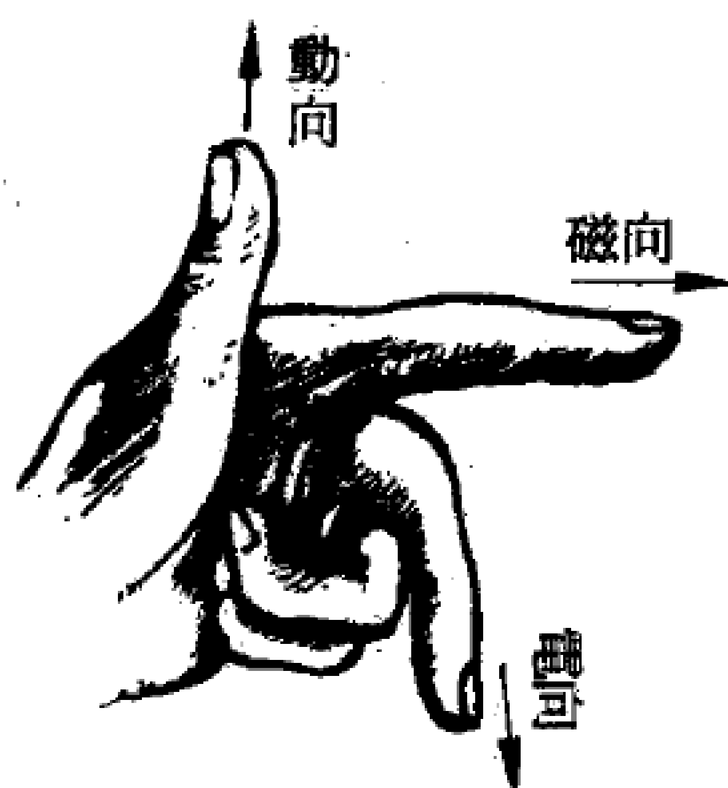


圖 5 — 50

【左手磁電機】（Left-hand magneto）

由磁電機的軸端看去，作逆時針方向旋轉者，稱爲左手磁電機。

【左末菲】(Arnold Johannes Wilhelm Sommerfeld 1868—1951)

德國物理學家，生於普魯士哥尼斯德(*Königsberg*)。埃森的工業大學工程力學教授，1905 年至 1946年任慕尼黑大學理論物理講座教授。早期研究電磁理論，包括電子、電磁波在各種情況下的傳播及 *X* 射線。由 1911 年起研究原子理論，他對當時大量的光譜上的數據加以理論上的整理，於 1919 年寫成"原子和光譜"一書，是當時研究光譜學的聖經。 1913 年波爾的原子模型只考慮到電子的圓形軌道，左末菲將橢圓軌道及電子因相對論的質量修正也予考慮，首先導出精細結構常數。左末菲是一位出色的教師，發掘並培植了許多天才，桃李滿天下，最有名的如海森堡、庖立和貝特等。 1951 年四月二十六日因車禍逝於慕尼黑。

【左旋】(Levo-rotatory)

極化光作反時針方向旋轉之謂。

【左旋圓偏振】(Left circular polarization)

參閱"圓偏振 (*Circular polarization*) "條。

【左轉發動機】(Left-hand engine)

若人由螺旋槳軸的反端，面向螺旋槳看時，則此機的螺旋槳軸是作反時針方向的旋轉。

【布如士特】(Sir David Brewster 1781—1868)

蘇格蘭物理學家，1781 年十二月十一日生於哲德堡(*Jedburgh*)。布如士特對光的繞射、折射及反射所生的偏振有重要的貢獻；並發現熱和壓力所生之偏振結構，研究雙折射的兩軸晶體、晶體形式與光學性質的關係、金屬反射及光的吸收等。 1816年發明萬花筒(*kaleidoscope*)，因此而出名。布如士特於 1815 年入選皇家學會會員，1818 年因發現光的偏振而獲冉福得獎章(*Rumford medal*)，1831

年創設大英科學改進協會（*British Association for the Advancement of Science*），1838年任聯合學院院長，1859年任愛丁堡大學校長。1868年二月十日在亞樓拜（*Allerby*）逝世。

【布如士特角】（Brewster's angle）

以一起偏器觀測反射光時，會發現這光或多或少會被偏振，尤其是從一個有角度 θ_B 反射出來的光，是完全偏振的，其電場的方向平行於界面。這個角稱爲布如士特角。

【布如士特定律】（Brewster's law）

當光線通過兩種介電質的交界面時，有一部分會被反射，另一部分會穿越而改變方向（即折射）。

圖5－51 所示爲未偏振光束射至玻璃表面時，光束中各波列的電場向量均可分爲二分量，一分量垂直於入射面（即書平面），另一分量則在此面上。第一分量以黑點表示，稱爲 σ 分量，第二分量以箭號代表，稱爲 π 分量。未偏振光的此二分量之振幅相等。

由實驗得知反射光或多或少是被偏振。當入射角等於某特定值時，π 分量的反射係數爲零，即自玻璃反射的光束是完全線偏振者，其振動平面垂直於入射面。此時的入射角稱爲偏振角，或布如士特角。

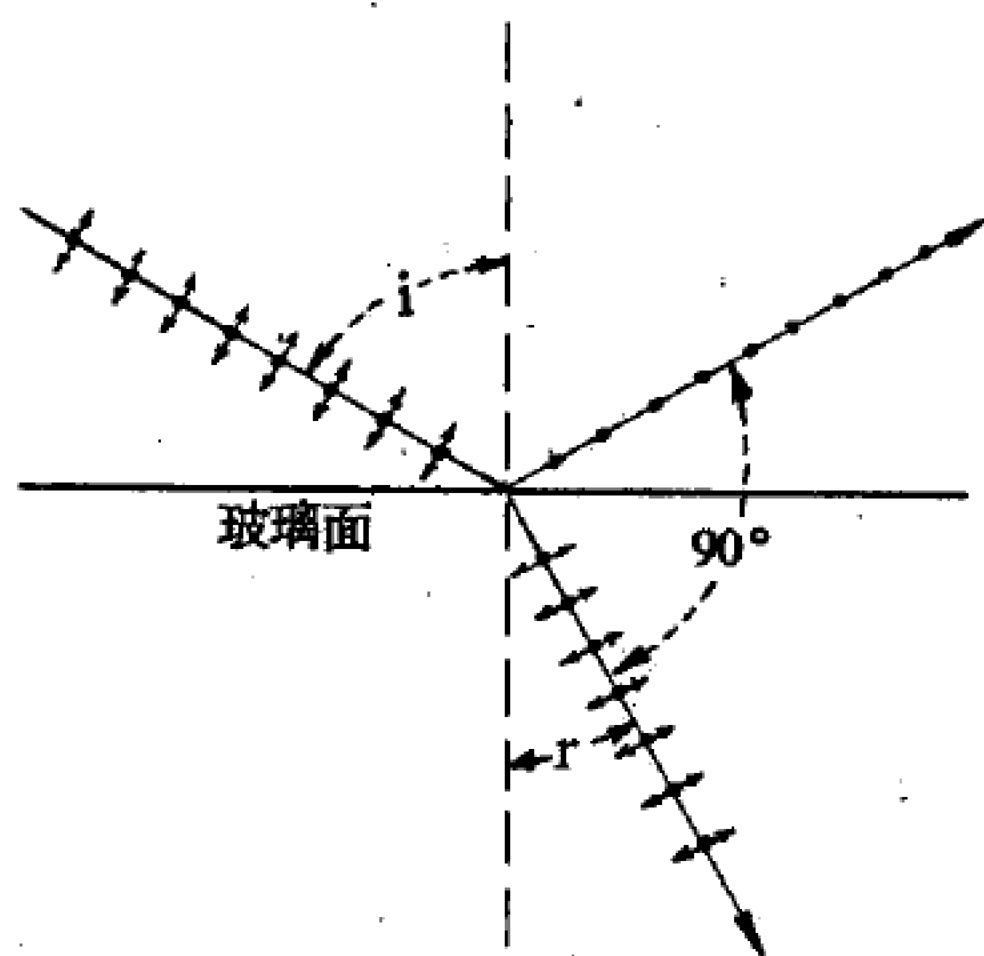


圖5－51

在某特定入射角 i 時，反射光爲完全偏振光，折射光爲部分偏振

當入射角等於偏振角時，π 分量完全折射，σ 分量僅部分折射，因此反射光微弱，而透射光束強大。實驗證實反射光與折射光成直角，即

$$i + r = 90^\circ \qquad (\text{因反射角等於入射角})$$

由司乃耳定律

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r$$

合併上二式可得

$$\tan i = n$$

式中 $n = n_2/n_1$ 是第二介質對第一介質的相對折射率。

此式是布如士特（*David Brewster*）爵士在 1812 年由實驗發現的，故名爲布如士特定律。由馬克士威方程式亦可證得此定律。

【布里元函數】（Brillouin function）

布里元函數是在順磁性理論中所特別定義的函數。由古典方法，可從磁場與原子磁矩的作用得到與磁化強度有關的位能，再以統計力學中的波 曼分配律的方法求得磁化強度的熱平衡值爲

$$M = N\mu L(x)$$

式中 μ 是磁矩，$x = \mu B / k_B T$，B 是磁場，k_B 是波兹曼常數，T 是絕對溫度，而

$$L(x) = ctnh x - \frac{1}{x}$$

在高溫時，由這古典結果得到有名的居里定律

$$M = \frac{CB}{T}$$

式中 C 是居里常數。若以量子力學來處理一角動量數爲 J 的原子，則該原子有 $2J+1$ 個相同間隔的能階，由類似上述的方法可得到

$$M = NgJ\mu_B B_J(x)$$

式中 g 是光譜劈裂因數，電子之值約爲 2，μ_B 是波爾磁元，等於 $e\hbar/2m$，$B_J(x)$ 就是

$$B_J(x = \frac{2J+1}{J} ctnh\left(\frac{(2J+1)x}{2J}\right) - \frac{1}{2J} ctnh\left(\frac{x}{2J}\right)$$

式中 $x = gJ\mu_B B / k_B T$。上式是更廣義的公式，由上式可得到居里定律

【布里元效應】（Brillouin effect）

謂以單色光撞擊液體，產生一對水珠，則此對水珠所發散出的光線頻率與原來的光線頻率不同，一為較高，另一則較低。

【布里元區】(Brillouin zone)

布里元區是固態物理中極重要的觀念，這觀念是由X光繞射法所引發而來的。首先說明它在散射理論的意義，當一入射光的波向量為$\vec{k}$，晶體的反商晶格常量常數為$\vec{K}$，若二者滿足勞厄條件

$$\vec{k}\cdot\vec{K}=\frac{1}{2}\vec{K}\cdot\vec{K}$$

則可產生繞射現象。勞厄條件是布勒格定律的推廣。由此可在反商空間坐標中定義一原點，對此原點滿足勞厄條件的點所成的平面定義為勞厄平面，勞厄平面卽為不同的反商晶格向量的垂直平分面，則由勞厄平面所圍成的基本區域稱為布里元區，或第一布里元區。布里元區顯然與晶體的對稱性有關。也可以定義布里元區是在反商晶格坐標的威格納、塞茲晶胞，這定義使布里元區更易求得。布里元區的觀念主要用以討論散射理論及電子的波動函數在晶體內的各種重要性質。

【布里元散射】(Brillouin scattering)

布里元散射是指固體或液體的聲子對光的散射，詳細情形須應用中子與聲子的非彈性碰撞理論。

【布里治曼】(Percy Williams Bridgman 1882—1961)

1882 年四月廿一日生於美國麻薩諸塞州劍橋，1908 年獲得哈佛大學博士學位，並留校任敎至 1954 年退休。布里治曼以研究超高壓力而獲 1946 年諾貝爾物理學獎。曾將壓力提高到每平方吋六百萬磅，足以壓碎一個原子。他發現一種“熱”冰，能在 29 萬磅壓力下存在於華氏 180 度。曾寫過許多討論物理學的哲學基礎論文。1961 年八月二十日以手槍自殺於新罕普夏州拉鐸夫 (*Randolph*) 家中，當時已患絕症，只能再活數週。

【布拉】(Tycho Brahe 1546—1601)

著名的丹麥天文學家，出身名門，十三歲卽入哥本哈根大學就讀。次年日蝕，使布拉醉心於天文學。1576 年在哥本哈根以南十哩之尤南里波（*Uraniborg*）小島上建立天文臺，自己設計製造儀器，測定天體位置。主持此天文臺達廿一年（至 1597 年）之久，是最後一位不用望遠鏡觀察的天文學家，但目視觀察結果的精確度極高，所著天文表（*tabulae*）列有 777 顆行星的位置。後在布拉格（*Prague*）主持天文臺，1600 年邀刻卜勒爲其助手。1601 年十月二十四日突然逝世，所遺觀測資料均留與刻卜勒。

【布拉克混合定則】（Black's mixture rule）

將不同比熱及不同溫度的二種物質放在一起，使其取得相等的溫度，例如將二種不同的液體混合在一起，或是將金屬塊置於水中，則其平衡溫度或混合溫度 x 便可經過下列的思考以求出之。設有 m_1 克之某物質，其溫度爲 t_1，比熱爲 c_1，與另一 m_2 克之物質，其溫度爲 t_2，比熱爲 c_2 者，放置在一起。又設 $t_2>t_1$，則其平衡溫度 x 必 $>t_1$ 而 $<t_2$。在此情況下，較冷物質所增加之溫度爲（$x-t_1$），所吸收之熱量爲 $m_1c_1(x-t_1)$ 卡，較熱物質所減少之溫度爲（t_2-x），所放出而傳給較冷物質之熱量爲 $m_2c_2(t_2-x)$ 卡。根據熱量平衡之原則，$m_1c_1(x-t_1)=m_2c_2(t_2-x)$。解此一次方程式，卽得平衡溫度

$$x=(m_1c_1t_1+m_2c_2t_2)/(m_1c_1+m_2c_2)$$

此一關係式卽爲布拉克混合定則。此公式一般不直接被應用，而是根據熱量平衡的原則來計算。

【布拉克系】（Brackett series）

氫原子的一組紅外線譜線，可表示之如 $\bar{\nu}=R_H\left(\frac{1}{4^2}-\frac{1}{n^2}\right.$，其中 $\bar{\nu}$ 是波數，R_H 爲氫的芮得柏常數（109,677,581 厘米$^{-1}$），n_2 爲整數 5、6、7…。

參閱"氫原子光譜（*Spectra of hydrogen atom*）"條。

【布拉麻氏水壓機】(Bramah's hydraulic press)

是利用巴斯噶原理所製之器械。其主要部分爲直徑大不相同之二圓筒，其小圓筒爲汲上唧筒，上下活塞可將水送入大圓筒內，使大圓筒之活塞，受極強大之壓力，被壓而向上。活塞上固定一鐵板，置於四垂直柱間，柱上支一鐵板，令與活塞上之鐵板相對，以物體置於兩鐵板間，由小圓筒汲水，則可強壓之。

【布拉非晶格】(Bravais lattice)

在晶體中，各晶格位置都有一組根基，用以代表各原子的實際位置。如果根基中只有一個原子，可以將此原子置於晶格的位置，使各晶格位置直接代表原子的位置，這種晶格稱爲布拉非晶格。自然界中，有布拉非結構的晶體並不多，只有鹼金屬等具此結構，其可爲如圖 5 — 52(見下頁)所示之空間格子之任一種。

布拉非晶格除具有平移對稱性外，可能還具有轉動、反射等對稱性。若有轉動對稱性時，其可能的轉動角度爲 2π、$2\pi/2$、$2\pi/3$、$2\pi/4$、$2\pi/6$ 弧度或其整數倍，其他的轉動角度如 $2\pi/7$ 或 $3\pi/5$ 弧度等皆爲不可能者。因爲轉動時都有一點固定不動，所以這些轉動對稱構成的羣，稱爲晶格點羣。

【布浪】(Karl Ferdinand Braun 1850—1918)

德國物理學家，1850 年六月六日生於福達(*Fulda*)。1872 年柏林大學博士，1895 年任斯特拉斯堡大學物理研究所所長。1898 年發明無線電發射機和收報機，1902 年改進方法，大大增加無線電發射機和發射的能量。1909 年與義大利人馬可尼(*Marconi*)合得諾貝爾物理學獎，1918 年四月二十日逝於紐約。

【布勒格(父子)】(Sir William Henry Bragg 1862—1942；Sir William Lawrence Bragg 1890—1971)

(一) *Sir William Henry Bragg* 威廉·亨利·布勒格，1862

年七月二日生於英格蘭維格鎭(*Wigtown*), 英國物理學家,畢業於劍橋大學。曾任里茨(*Leeds*)及倫敦等大學物理學教授、皇家研究所化學教授,及主持德維、法拉第研究實驗所(*Davy-Faraday Research Laboratory*)。

(二) *Sir William Lawrence Bragg* 威廉·勞倫斯·布勒格,1890 年三月三十一日生於澳洲 *Adelaide*。勞倫斯·布勒格在 *Adelaide* 大學及劍橋三一學院受教育,1908 年隨父赴英國。1912 年勞厄用 *X* 光照射結晶體發現繞射現象,但他的理論並不正確。1913 年布勒格用很簡單的理論正確說明這種現象,得到結晶學中最重要的布勒格公式。和父親共同以 *X* 光研究晶體結構有重大成就,1915 年父子同獲諾貝爾物理學獎,勞倫

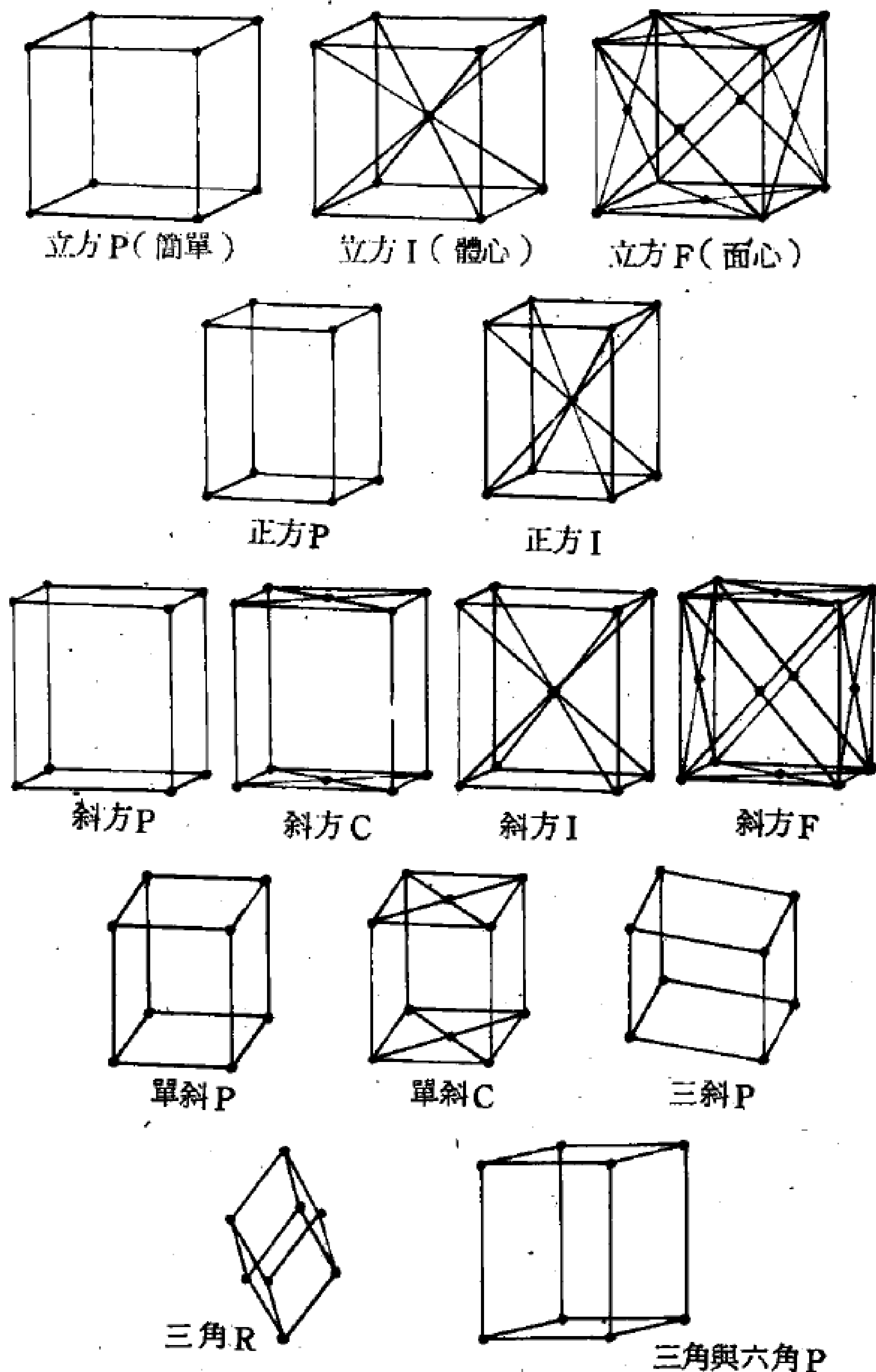


圖 5 — 52　十四種布拉非格子或空間格子

斯當時僅25歲，是歷史上最年輕的諾貝爾獎得獎人。

他倆發展X射線分光計，對晶體中的原子結構及原子排列有極多發現。

【布勒格分光計】（Bragg spectrometer）

圖5－53所示，爲布勒格分光計的主要部分，S_1、S_2及S_3均爲細縫，C爲單結晶而被放在附有尺度的轉臺B上，A爲刻度盤，D爲電離槽而能繞通過刻度盤A之中心且垂直該面之軸轉動。利用此分光計可測定結晶面之間隔d或入射線之波長λ。

如將布勒格分光計中之電離槽換爲照相板P（見圖5－54），則此裝置即可作爲X射線攝譜儀（*X-ray spectrograph*）。圖5－54中之單結晶C可繞鉛直軸轉動，當它轉至某一角θ時，含有各種不同波長的入射線中，必有滿足布勒格反射條件的射線，此種射線即反射至照相板P上，在攝譜儀裝置中常使放單結晶的支持臺按一定速率轉動，及至另外某一特定角度θ時又有一滿足布勒格公式之λ出現而反射至照相板P上，如是即可攝出X射線譜。

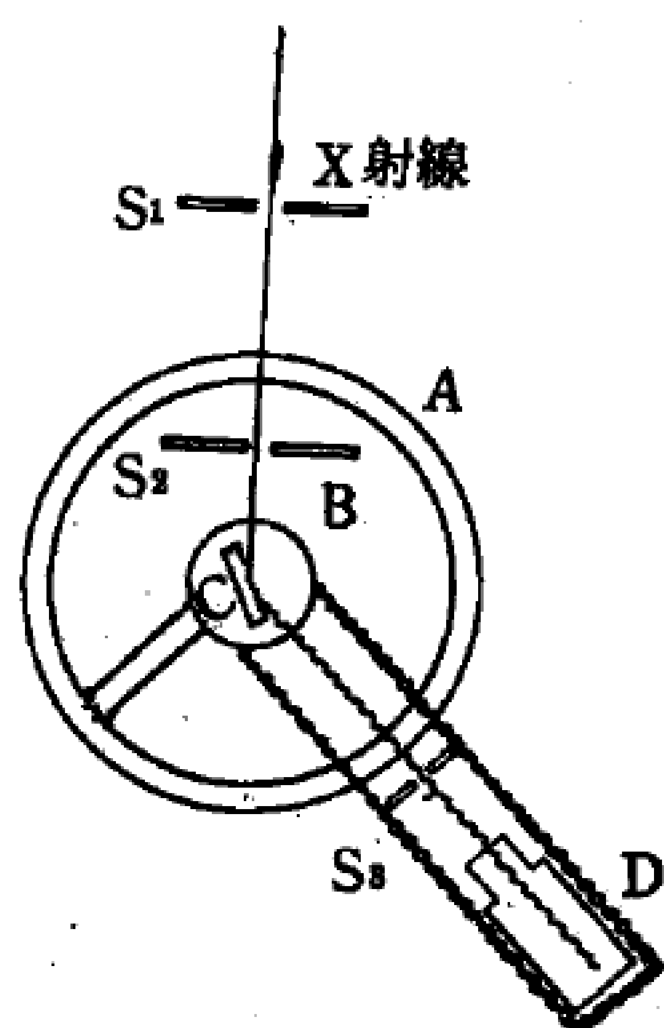


圖5－53

就某一λ言，由於$n=1$、2、3……而在照相板上有相當於$n=1$或2、3……的線譜（*spectrum*），關於$n=1$的線譜，通稱爲一次線譜（*first-order spectrum*），$n=2$者爲二次線譜（*second-order spectrum*），餘者可依此類推。

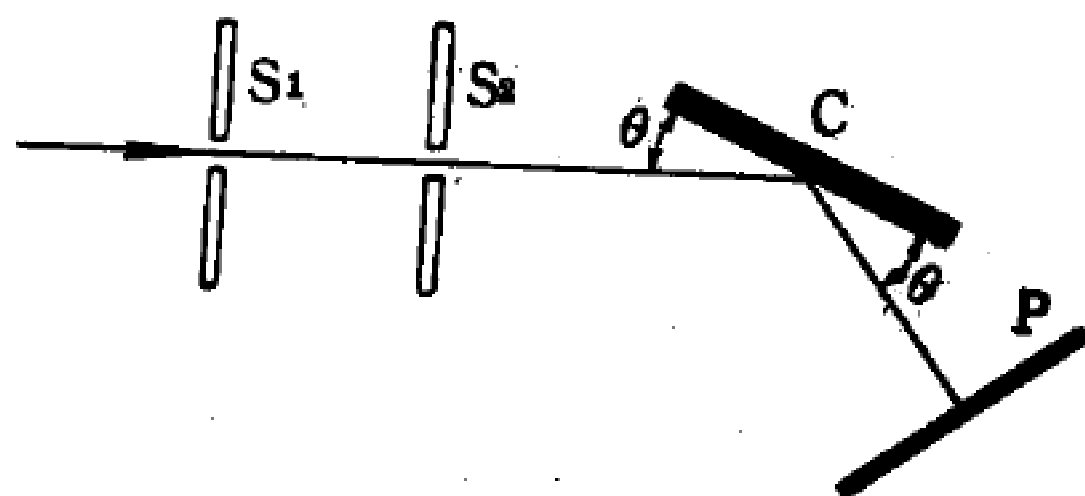


圖5－54

【布勒格反射】（Bragg reflection）

若射至晶體表面的入射波能量不太大，則對這種波，結晶的表面是完全反射面，任何波長的入射波都能被反射。

但是當入射波爲能量甚高的中子或X射線時，只有波長適合布勒格定律的才能被反射，這卽是所謂布勒格反射。

【布勒格方程式】(Bragg equation)

又稱爲布勒格繞射方程式(*Bragg diffraction equation*)。是表示晶體對X射線繞射條件的定律。此定律對關於電子、質子、中子等的德布洛利波的繞射現象同樣有效。

對於X射線的繞射，布勒格角爲入射線或者反射線與晶體平面形成的夾角。設布勒格角爲θ，原子平面間或原子薄層間的距離爲d，λ是X射線的波長，則布勒格方程式表示如下：

$$\sin\theta = \frac{n\lambda}{2d}$$

達到最大反射強度的條件是：n必須是一個整數。例如，食鹽結晶之平行於立方體表面的平面，相距$d = 2.814\times10^{-8}$ 厘米(或2 814x-單位，1x-單位$=10^{-11}$厘米)，假使有一波長$\lambda=714x$-單位入射波射入，則由上式可得$\sin\theta = 0.1269n$。於是，若緩慢的旋轉此晶體則發現當θ達到$7°17'$ ($n = 1$)時，有一明顯的繞射發生；當$\theta = 14°42'$ ($n = 2$)及$22°23'$ ($n = 3$)等角度時亦有繞射發生。

參閱“ X射線之繞射(*X - ray diffraction*) ”條。

【布勒格角】(Bragg angle)

在$2d\sin\theta=n\lambda$方程式中，θ卽爲布勒格角，λ是波長。

【布勒格定律】(Bragg law)

以一中子射束或X射線照射晶體的表面，因爲中子或X射線的穿透力很強，所以入射波所“看到”的不只是晶體的表面，而是晶體的整個內層。

考究一系列的晶格面，兩平面之間的垂直距離是d，假設晶格固定

不動，即不受入射波的影響，而入射波經彈性繞射。又假設每晶格平面的作用就像塗過少量水銀的鏡面，反射少部分的入射波，且入射角等於反射角。有時這些反射波會產生相長性干涉，即全部相同，通常繞射波的強度都會很小。入射波與繞射波的波長都是 λ。如圖5—55，由相鄰平面所反射的兩波束，其光程差爲 $2d\ sin\theta$，如要產生相長性干涉，便須爲

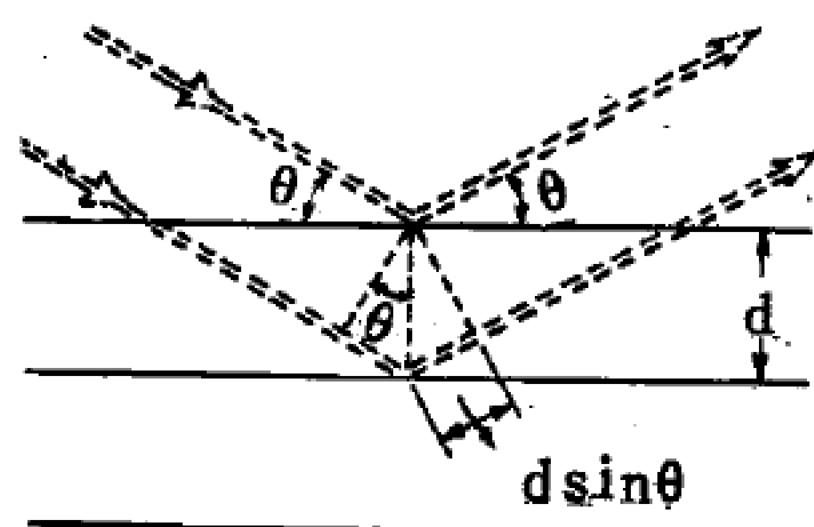


圖 5 — 55

$$2d\ sin\theta = n\lambda$$

n 爲正整數。

布勒格定律陳述當射束進行方向與晶體平面所夾的角度 θ 滿足 $2d.\ sin\theta=n\lambda$ 時，反射波才能生相長性干涉，此時測到的繞射強度是極大值。

參閱“ *X*射線之繞射（ *X-ray diffraction* ）”條。

【布勒格繞射方程式】（ Bragg diffraction equation ）

參閱“ 布勒格方程式（ *Bragg equation* ）”條。

【布朗】（ Robert Brown 1773—1858 ）

蘇格蘭物理學家，生於蘇格蘭之麥洛斯（ *Melrose* ），發現活細胞中的核。他認爲物質的微小粒子作連續不斷運動，從不靜止。1827年他描述這種微觀粒子的擾動情形，後被稱爲布朗運動（ *Brownian movement* ）。曾耗時五年在澳洲及其以南之塔斯馬尼亞（ *Tasmania* 島研究植物，後任大英博物館館長。首先用顯微鏡研究植物化石。

【布朗運動】（ Brownian movement ）

布朗（ *Robert Brown* ）對小質點（直徑約爲 10^{-5}~10^{-3} 厘米）懸浮於液體做觀察的結果，於 1827 年在顯微鏡下發現這些懸浮質點不斷的在液面作不規則的折線運動。這種運動，即使在液體內各處的溫度都均勻和無外加激盪力存在的情況下亦存在著。因係由布朗所發現，故稱

此運動爲布朗運動。這種懸浮質點的不停運動，乃是受到液體分子因熱激盪而不斷且不規則的對懸浮分子碰撞所致。因此懸浮質點在液體中無規行走，移動的均方距離$<R^2>$必與行走之時間 t 成正比。愛因斯坦更進一步的求出其比例常數而得

$$<R^2> = \frac{6kT}{\mu} t$$

式中 k 爲波兹曼常數，T 爲液體的絕對溫度，μ 爲常數，來自質點在液體中所受的抵抗力，即 $-\mu v$，v 爲速度。上式爲二十世紀初直接求波兹曼常數 k 值的重要公式。

布朗運動已被證實爲分子運動（*molecular motion*）的一種效應。懸浮於水中或空氣中的小質點，其平均動能等於 $3/2\ kT$，即使小質點遠重於分子，亦能成立。假如質點很重，則表示運動的速率很慢。事實上我們發現其速率並不很小。一個直徑爲一個微米（1 *micron* = 10^{-6} 米）或二個微米的小質點，攜有平均動能 $3/2\ kT$ 時，它每秒的速度是幾個毫米，即使用顯微鏡也難以觀察出來，因爲質點不斷地改變運動的方向，漫無目的地動盪著。

【布勞克】（**Felix Bloch** 1905－）

原籍瑞士歸化美國的物理學家，1905 年十月二十日生於蘇黎世。1924 至 1927 年在蘇黎世工業大學就讀，1928年來比錫大學博士。先後在烏特勒支、哥本哈根、來比錫、羅馬等大學研究。1932 年在來比錫大學首次執教，一年後希特勒上臺，乃被迫離開德國，先短期在巴黎執教，再在洛克斐勒基金獎助之下赴羅馬，1934 年赴美任史丹福大學物理學教授。布勞克對金屬的電子理論，鐵磁性的量子理論，原子核的磁矩、超導性、中子的偏振等均有重大貢獻。與蒲塞爾（*Purcell*）分別發現研究原子核最有效的原子核磁性共振方法，1952 年兩人合得諾貝爾物理學獎。

【布勞克方程式】（**Bloch equation**）

設有磁矩爲$\vec{\mu}$，角動量的$\hbar\vec{I}$的原子核。因磁矩與角動量的方向相同且成正比，故

$$\mu=\gamma\hbar\vec{I}$$

γ是常數。在磁場的作用時，核粒受到一力矩$\vec{\mu}\times\vec{H}$，力矩等於角動量的變率，即

$$\frac{d}{dt}\hbar\vec{I}=\vec{\mu}\times\vec{H} \qquad \frac{d}{dt}\vec{\mu}=\gamma\vec{\mu}\quad\vec{H}$$

當整個系統是均質，就單位體積而言，磁化強度爲

$$\vec{M}=\sum_i\vec{\mu}_i$$

常數γ值相同，故得

$$\frac{d\vec{M}}{dt}=\gamma\vec{M}\times\vec{H} \qquad (1)$$

今假設受穩定磁場$\vec{H}=H_0\hat{z}$的作用，系統雖然未達熱平衡，但是相差不遠，這時$\vec{M}$的z分量M_z接近其平衡值M_0的速度是

$$\frac{dM_z}{dt}=\frac{(M_0-M_z)}{T_1} \qquad (2)$$

T_1是常數。$M_z(t)=M_0(1-e^{-t/T_1})$是(2)式的解，當$t=0$時$M_z=0$，$t\to\infty$，$M_z\to M_0$。故$M_z(t)$是以指數速度達到平衡，T_1則決定平衡的快慢。在近乎平衡時(2)式是相當滿意的。

(2)式中，$M_0=CH_0/T$，C是居里常數，T是當時的溫度。從(1)、(2)式觀之，僅僅考慮兩者之中的任何一式都是不夠的，(1)式忽略系統自身達到平衡的力量，(2)式忽略外力，所以應爲

$$\frac{dM_z}{dt}=\gamma(\vec{M}\times\vec{H})_z+\frac{(M_0-M_z)}{T_1} \qquad (3)$$

至於$\vec{M}$的x與y分量M_x、M_y，因爲它們的平衡值爲零，且H_0是在z方向，所以

$$\frac{dM_x}{dt}=\gamma(\vec{M}\times\vec{H})_x-\frac{M_x}{T_2} \qquad (4)$$

$$\frac{dM_y}{dt}=\gamma(\vec{M}\times\vec{H})_y-\frac{M_y}{T_2} \qquad (5)$$

式中T_1以T_2代之。

以上（3）、（4）和（5）三式就是布勞克方程式。布勞克方程式用以處理磁性共振問題。在z方向加穩定磁場，另外兩方向加射電頻率的磁場，以研究磁化現象。當然，布勞克方程式並不是很精確的，因爲（2）式僅是近似的表示法。

【布勞克T $^{3/2}$定律】（Bloch T$^{3/2}$ law）

如$M(0)$爲鐵磁系統在絕對零度時的磁化強度，ΔM爲磁化強度在溫度T時與$M(0)$的差，由實驗得知，在低溫時$\Delta M/M(0)\propto T^{3/2}$，這就是布勞克$T^{3/2}$定律。布勞克定律可以從自旋波理論得到解釋。

在絕對零度時，鐵磁性物質處於基態，所有的自旋都是平行的。如N爲自旋的總數，S爲自旋量子數，則$M(0)=NS$。溫度升高時，若有波向量爲$\overrightarrow{K}$的自旋波受到激發，我們說有數目爲n_k個，總能量爲$n_k\hbar\omega_k$的磁子產生（ω_k是角頻率）。每生成一個磁子，自旋數就少一，所以$NS-n_k$就是當時溫度的磁化強度。因爲自旋波的數目不只一個，所以磁化強度應該是$NS-\sum_k n_k$，即

$$\Delta M=\sum_k n_k \qquad (1)$$

在熱平衡時，由波司分佈

$$\langle n_k\rangle=[\exp(\beta\hbar\omega_k)-1]^{-1}$$
$$\beta=1/k_BT \qquad (2)$$

k_B是波茲曼常數。欲計算n_k，可另從角頻率的觀點討論。角頻率爲$\Delta\omega$的範圍中，共有$D(\omega)$個能階，因爲$\Delta\omega$取得很小，所以每個能階所佔有的磁子都是$n(\omega)$個，則在$\Delta\omega$的範圍內就有$D(\omega)n(\omega)\Delta\omega$個磁子，則

$$\sum_k n_k=\sum_\omega D(\omega)n(\omega)\Delta\omega$$
$$=\int_0^\infty D(\omega)n(\omega)\Delta\omega \qquad (3)$$

因爲考慮低溫情況，當$\omega\rightarrow\infty$時，從（2）式n以指數的速率接近零，

所以積分的上限不妨擴展到無限大，雖然磁子的分佈$D(\omega)$在$\omega\to\infty$時未必與以下所求的相同。又

$$D(\omega)\Delta\omega=D(K)\Delta K=D(K)\frac{\Delta K}{\Delta\omega}\Delta\omega$$

$D(K)\Delta K$是介於K與$K+\Delta K$之間的能階數目。在波向量空間中，介於K與$K+\Delta K$之間的是厚度爲ΔK的球軌道層，其體積爲$4\pi K^2\Delta K$，每個能階所佔的體積是$(2\pi)^3$，所以軌道層中共有能階爲

$$D(K)\Delta K=4\pi K^2\Delta K/(2\pi)^3$$

而 $$D(K)=4\pi K^2/(2\pi)^3$$

由自旋波理論，當$Ka\ll 1$時，

$$\hbar\omega=(2JSa^2)K^2$$

J是交換積分，a是晶格常數。又

$$\frac{d\omega}{dK}=2\left(\frac{2JSa^2}{\hbar}\right)^{1/2}\omega^{1/2}$$

所以 $$\sum_k n_k=\frac{1}{4\pi^2}\left(\frac{\hbar}{2JSa^2}\right)^{3/2}\int_0^\infty d\omega\,\frac{\omega^{1/2}}{e^{\beta\hbar\omega}-1}$$

$$=\frac{1}{4\pi^2}\left(\frac{k_BT}{2JSa^2}\right)^{3/2}\int_0^\infty dx\,\frac{x^{1/2}}{e^x-1}$$

積分部分爲常數$4\pi^2(0.0587)$。對簡單立方、體心及面心晶體而言，$N=Q/a^3$，Q各爲1、2、4。由(1)式得

$$\frac{\Delta M}{M(0)}=\frac{(\Sigma n_k)}{NS}=\frac{0.0587}{SQ}\left(\frac{k_BT}{2JS}\right)^{3/2}$$

故得證$T^{3/2}$定律。

【布勞克定理】(Bloch theorem)

若$U(\vec{r})$是以基本位移向量爲週期的週期函數，波動方程式

$$\left[\frac{p^2}{2m}+U(\vec{r})\right]\psi(\vec{r})=E\psi(\vec{r})$$

$$p=-i\hbar\frac{d}{dx}\qquad(1)$$

的解$\psi(\vec{r})$之形式爲

$$\psi_k(\vec{r}) = e^{ik\cdot r} u_k(\vec{r})$$

$u_k(\vec{r})$也是以基本位移向量爲週期的週期函數。這就是布勞克定理，證明如下，爲了簡便起見，僅考慮線性晶格。基本位移向量爲$\vec{a}$，原子總數爲N。位能$U(x)$是以a爲週期的函數，即

$$U(x) = U(x+a)$$

由傅立葉分析可知

$$U(x) = \sum_n U_n \; e^{2\pi inx/a}$$

n是整數。將上式改寫爲

$$U(x) = \sum_g U_g \; e^{igx}$$

式中$g = 2\pi n/a$，g恰爲反商晶格向量。$\psi(x)$必須滿足邊界條件

$$\psi(x) = \psi(x+l)$$

l是晶格的全長，即$l = Na$。這種邊界條件不必考慮無限長的晶格，位移的對稱在有限長的晶格中也能成立。所以$\psi(x)$也可以用傅立葉級數展開

$$\psi(x) = \sum_k C_k \; e^{ikx} \qquad (2)$$

K的值必須使ψ滿足邊界條件。所以

$$\frac{p^2}{2m}\psi(x) = \frac{-\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}\sum_k C_k \; e^{ikx}$$

$$= \frac{\hbar^2}{2m}\sum_k K^2 C_k e^{ikx}$$

$$U(x)\psi(x) = \sum_g \sum_k U_g \, C_k \; e^{i(k+g)x} = \sum_g \sum_k U_g \, C_{k-g} \, e^{ikx}$$

(1)式變成

$$\sum_k \left\{\frac{\hbar^2 K^2}{2m} C_k + \sum_g U_g \, C_{k-g}\right\} e^{ikx} = E\sum_k C_k \, e^{ikx}$$

$$\sum_k \left\{\frac{\hbar^2 K^2}{2m} C_k + \sum_g U_g \, C_{k-g} - EC_k\right\} e^{ikx} = 0$$

因爲諸e^{ikx}彼此之間都是線性獨立，所以

$$\left(\frac{\hbar^2K^2}{2m}-E\right)C_k+\sum_g U_gC_{k-g}=0 \qquad (3)$$

可見每個傅立葉係數C_k僅與某些傅立葉係數C_k'有關，每個K'都與K相差一反商晶格向量，從(3)式變換K爲K'，我們將得到無限多個變數爲C_t'的多元一次方程式，C_t'也是無限多個。在理論上，由無限多式子，解無限多未知數，首先得到無限多個特徵能量E值，每個E值對應一組C_k'。

再看特徵函數ψ，取(3)式中許多K值中的任意一個k，做爲它的指標，則$\psi=\psi_k(x)$，當然這個指標並非唯一，但是卻與我們想得到的結果不致衝突。故

$$\psi_k(x)=\sum_g C_{k-g}\,e^{i(k-g)x}$$

$$=\left(\sum_g C_{k-g}\,e^{-igx}\right)e^{ikx}$$

所以 $\psi_k(x)=e^{ikx}u_k(x)$

$$u_k(x)\equiv\sum_g C_{k-g}e^{-igx}$$

而 $u_k(x)=u_k(x+a)$

故得證。當晶格擴展到三維空間時，從羣論的證明也可以得到相同的結果，即

$$\psi_k(\vec{r})=e^{ik\cdot r}u_k(\vec{r})$$

$u_k(\vec{r})$是週期函數。

【布勞克函數】(Bloch function)

布勞克定理謂：若$U(\vec{r})$是以基本位移向量爲週期的週期函數，波動方程式

$$\left[\frac{p^2}{2m}+U(\vec{r})\right]\psi(\vec{r})=E\psi(\vec{r})$$

$$p=-i\hbar\frac{d}{dx}$$

的解$\psi(\vec{r})$之形式爲

$$\psi_k(\vec{r}) = e^{ik\cdot r}u_k(\vec{r})$$

$u_k(\vec{r})$是週期函數，其週期也是基本位移向量，$u_k(\vec{r})$便定義爲布勞克數。

參閱“布勞克定理(*Bloch theorem*)”條。

【布勞克牆】(Bloch wall)

在溫度低於居里點以下，鐵磁性物質的磁矩並不是都指向相同的方向，而是整塊材料分成許多小區域，在這些小區域之內，磁矩的方向才是一致的，區域與區域之間由布勞克牆分開。如圖5—56(*a*)是未加磁場時的材料，加磁場後則如圖5—56(*b*)，布勞克牆移動，物質的總磁矩達到飽和。

在布勞克牆周圍，自旋的改變並非不連續的，而是如圖5—56(*c*)漸次改變，例如鐵的布勞克牆厚度約爲300個晶格常數。通常在鐵磁性晶體中，磁矩總是指向某個特定的方向，而在布勞克牆，磁矩遠離這方向，結果就有生成各向異性能，這能量與牆的厚度略成正比。如果厚度越大，各向異性能就越大，但是自旋與自旋之間的互換能則越低，當兩者之和爲極小時，就決定布勞克牆的厚度。

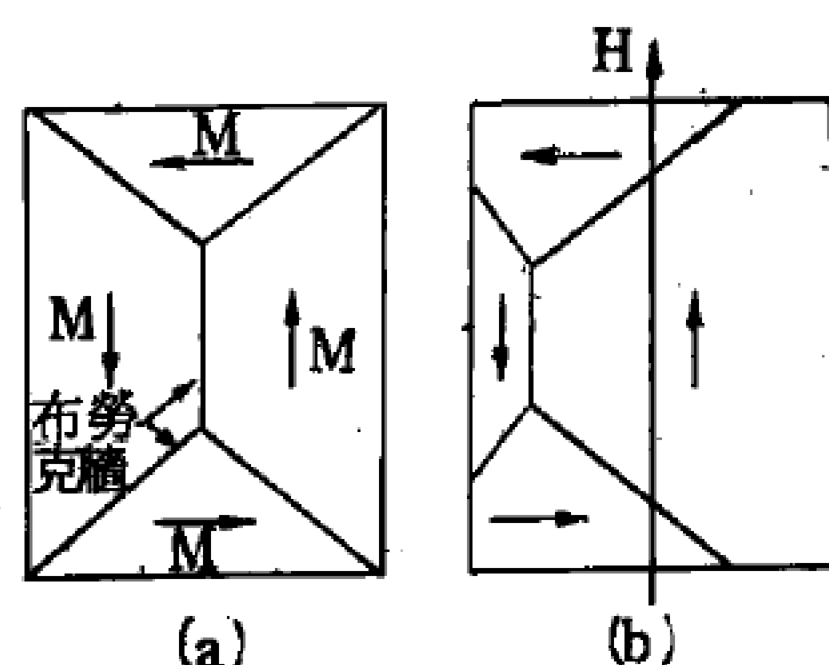


圖5—56

【布勞頓】(Walter Houser Brattain 1902—)

美國物理學家，1902年二月十日在中國廈門出生，1929年明尼蘇達大學博士。1929至1941年在貝爾實驗室任研究員，1941至1943年從事對潛水艇之磁性探測法的研究。布勞頓曾研究水銀蒸氣中電子的碰撞、熱離子、電晶體物理學、半導體的表面性質等。因對半導體

的研究，與巴爾定（*J. Bardeen*）及夏克勒（*W. Shockley*）三人同獲 1956 年諾貝爾物理學獎。

【布雷、威格納公式】（Breit-Wigner formula）

在共振能量附近中子被物質吸收的機率，可由布雷（*G. Breit*）及威格納（*E.P.Wigner*）於 1936 年所導得的公式計算之。

共振能量即等於物質吸收中子後所生複合核的受激態能量，在此能量時中子被吸收的機率最大。

布雷、威格納公式可寫為：

$$\sigma(n, x) = \pi \lambda\!\!\!^{-2}_n g_J \frac{\Gamma^s_n \Gamma^s_x}{(E_n - E^s_n)^2 + (\frac{1}{2}\Gamma^s)^2}$$

式中 $\sigma(n, x)$ 為 (n, x) 核反應的截面積，例如可為 (n, γ)、(n, p)、(n, α) 等，$\lambda\!\!\!^{-}_n = \lambda_n/2\pi$，$\lambda_n$ 為相應於入射中子能量的波長（在質量中心系統）。

$$g_J = \frac{2J+1}{2(2I+1)}$$

為統計分配係數，J 為吸收中子後複合核的總動量量子數，I 為吸收中子前靶核的總動量量子數。Γ^s_n 為在 S 波共振能量時中子的能寬，其大小表示中子被吸收成複合核的機率，通常以 eV 表示，Γ^s_x 為在 S 共振能量時以 x 為生成反應的能寬，以 eV 表示。

$$\Gamma^s = \sum_i \Gamma^s_i \qquad i = n、x、\cdots$$

為 S 共振能量的總寬度，E_n 為入射中子的能量，E^s_n 為相應於 S 共振態的能量。

【平方可積分性】（Integrable square）

謂函數 $f(x)$ 有 $\int f^*(x) f(x) dx < \infty$ 的性質者。

【平方律檢波器】（Square-law detector）

為電子管電路，其輸出電流與輸入射頻電壓之平方值成正比例。

【平行力】（Parallel forces）

平行力可分爲下面二種：

【Ⅰ】同方向者

同方向之二平行力作用於一物體的兩點時，其合力必爲：

1. 大小等於二平行力之和。
2. 方向和二平行力的方向相同。
3. 將二平行力的作用點，連接以後，依力的反比而分之，所得之分點，即合力的著力點。

【Ⅱ】異方向者

異方向且相等的二平行力作用於同一點者，成爲平衡（*equilibrium*），其合力等於零。若二平行力不作用於同一點者，則成力偶（*couple*），可使物體轉動。

【平行力之合成】（Resultant of parallel forces）

假設有一組力平行於一單位向量$\vec{u}$，則$\vec{F_i}=\vec{u}F_i$，式中$\vec{F_i}$之正負，須視$\vec{F_i}$與$\vec{u}$爲同向或爲反向而定。諸平行力的合力爲

$$\vec{R}=\sum_i\vec{F_i}=\sum_i\vec{u}F_i=\vec{u}\left(\sum_i F_i\right) \qquad (1)$$

因此$\vec{R}$亦平行於$\vec{u}$，其大小爲　　$R=\sum_i F_i$

合力的作用點，稱爲平行力的中心（*center of parallel forces*），以位置向量來定義，此位置向量爲

$$\vec{r_c}=\frac{\sum_i\vec{r_i}F_i}{\sum_i F_i}=\frac{\vec{r}_1F_1+\vec{r}_2F_2+\cdots\cdots}{F_1+F_2+\cdots\cdots} \qquad (2)$$

依上所述，我們得一結論：一組平行力，能簡化爲由（1）式所求得的一個單力，並且此力係作用在由（2）式所求得的點上。

向量（2）式能以它的三個分量式表示如下：

$$x_c=\frac{\sum_i x_iF_i}{\sum_i F_i} \qquad y_c=\frac{\sum_i y_iF_i}{\sum_i F_i} \qquad z_c=\frac{\sum_i z_iF_i}{\sum_i F_i}$$

式中x_c，y_c及z_c是根據$\vec{r_c}$的定義所得的一點的坐標。

【平行位移】（Parallel displacement）

任意二表面向量，對一曲線C成平行，而且大小相等，則稱此二向

量對曲線C成等效表面向量。在表面S上的一向量對路程C的平行位移，係指此向量在曲線C上的位移，能使位移前後兩向量成等效表面向量。如圖5－57，有一曲線

C：$x^i = x^i(t)(t_1 \leq t \leq t_2$；$i=1$、$2$、$3$)。

在C上一點P，有一向量$\overrightarrow{A}$，假設函數$x^i(t)$屬於一階連續函數，如果在曲線上每一點作一向量平行$\overrightarrow{A}$且等於其大小，則得到一向量的平行場，因此若$\overrightarrow{A}$是沿曲線C的平行場，則$\overrightarrow{A}$沿C位移，即不發生改變，可寫為

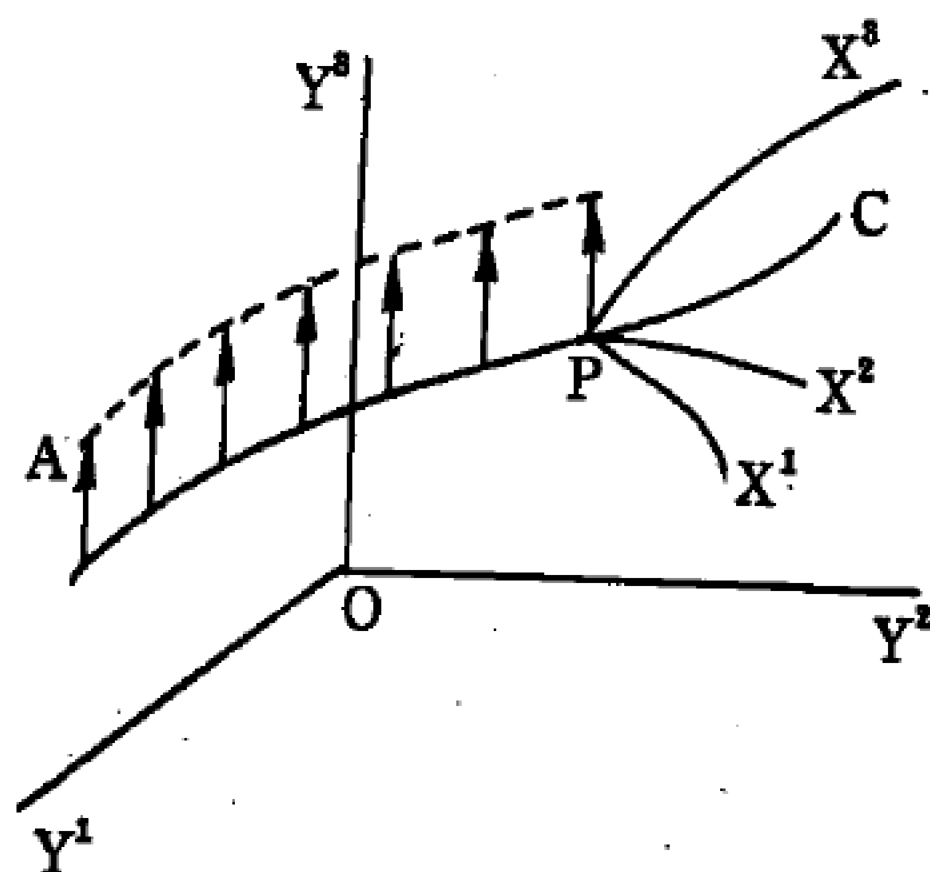


圖 5 — 57

$$\frac{d\overrightarrow{A}}{dt} = 0$$

由此向量$\overrightarrow{A}$的分量A^i滿足一組聯立方程式：

$$\frac{\delta A^i}{\delta t} = \frac{dA^i}{dt} + \left\{ {i \atop \alpha\beta} \right\} A^\alpha \frac{dx^\beta}{dt} = 0$$

式中$\delta A^i/\delta t$為分量A^i對參數t的內稟導函數，$\left\{ {i \atop \alpha\beta} \right\}$為奎士托菲符號。凡是滿足此方程式的向量位移，即稱為平行位移。

【平行板電容器】(Parallel plate condenser)

圖5－58 所示之平行板電容器，係由兩塊平行之金屬板A和K組成。A和K本身則置於絕緣之支架上，且其間之距離可以調整。如使金屬板A與220伏特電源之正極相連，金屬板B與電源之負極相連，則A和B之間的電壓也是220伏特。至於靜電伏特計的連接方法，可參閱圖5－59。此時如用絕緣的橡膠棒（以免接地

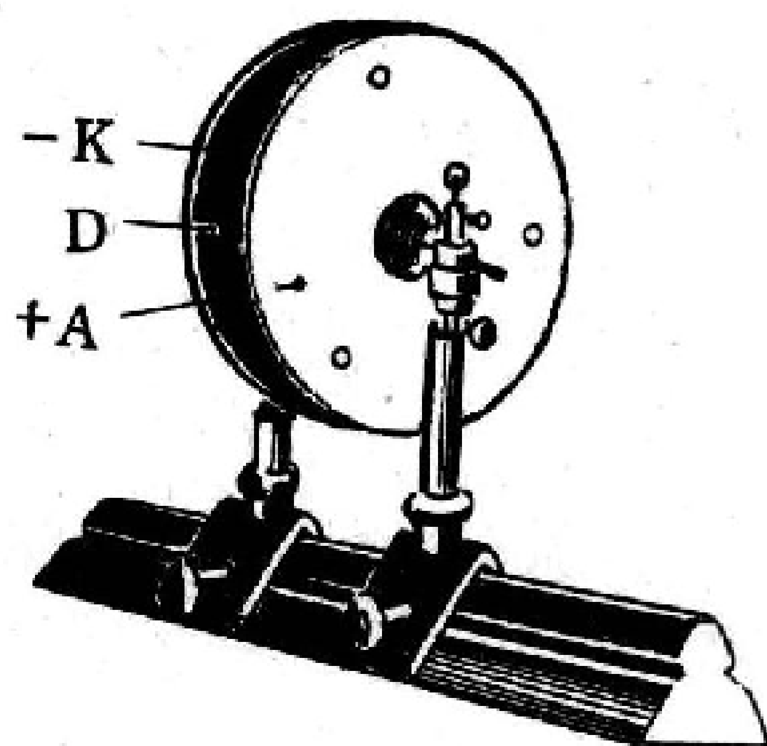


圖 5 — 58　平行板電容器

），將平行板與電源之間的導線 a、b 截斷，則靜電伏特計的指針偏轉毫無變動。這證明 A 和 K 之間的 220伏特電位差，依然存在。通常電壓的存在，僅限於電源的電極之間；或通有電流的導體上的兩點之間；但在平行板電容器中，通往電源的導線截斷之後，平行板之間既沒有電源，也沒有電流，但電壓卻存在。

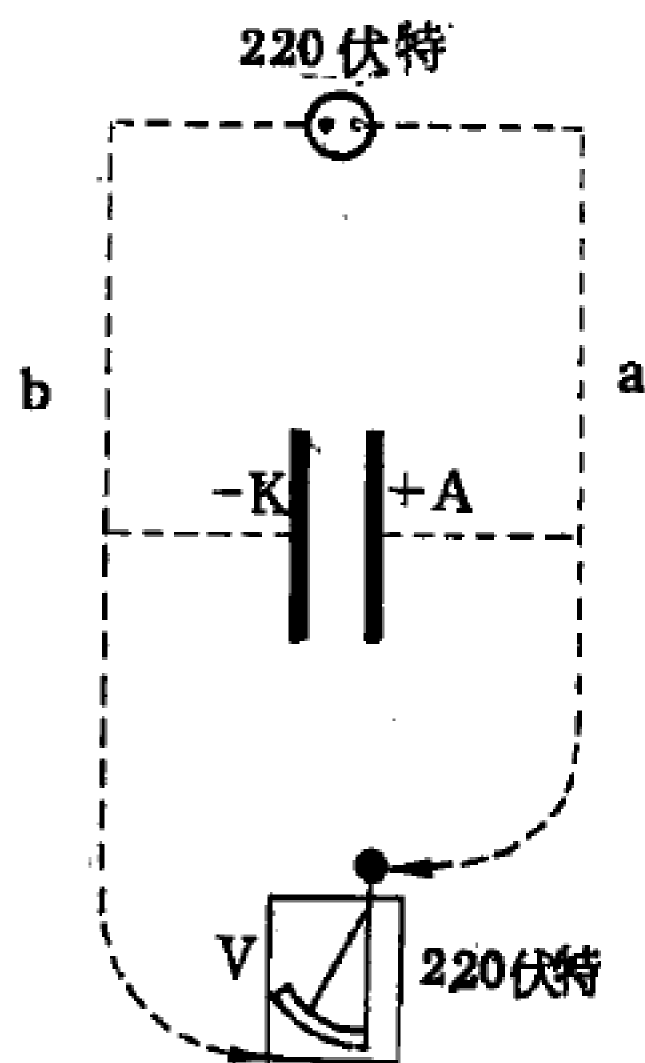


圖5—59
導線a和b截斷之後，A和K之間的220伏特電位差依然存在；這可用靜電計證明

介乎電容器兩平行板之間的絕緣物質，稱爲介電質（*dielectrium*）。空氣當然也是一種介電質（圖5—58之 D）。

若將電容器的兩金屬板，分別與起電機的兩極相連，則平行板之間的電壓，可高達數仟伏特。如再用絕緣棒將平行板與起電機之間的導線截斷，則見平行板之間的電壓依然存在。

再將纖維狀的小顆粒（如細小的棉球），置於電容器的金屬板上，棉球即附著於金屬板，且其纖維會根根豎立。此時，部分棉球會在金屬板之間往復躍動；躍動的軌跡在金屬板中央近乎直線，但在靠近邊緣的地方則是彎曲的。

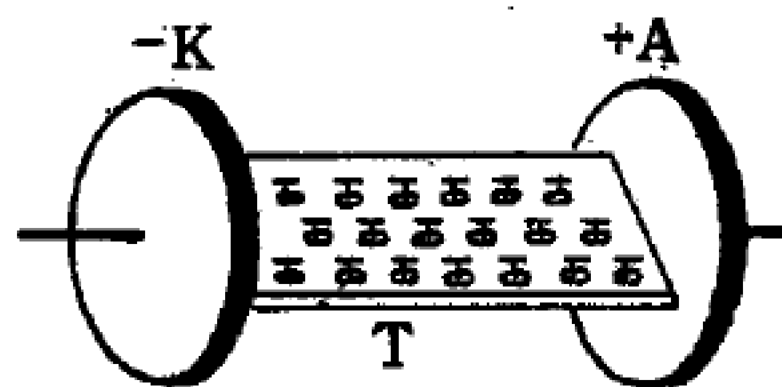


圖5—60
A和K之間的玻璃板T上，放有若干電針，後者排成的曲線，即代表A和K之間的電力線

爲了瞭解電容器平行板之間的力，可在 A 和 K 之間安裝一水平的玻板（參閱圖5—60），並在板上放置若干電針。所謂電針，就是一些細小的木籤、厚紙條或稻草，其形狀類似磁針的形狀，可在一尖端上旋

轉。最初，電針的排列是任意的，各種方向都有。一旦金屬板之間有了電壓存在，電針即重行排列，中間者排成與金屬板垂直的直線；靠近邊緣者則排成弧形。電針排成的連續曲線稱爲電力線，與磁力線恰好相互對應。電力線行經之空間（如電容器平行板之間的空隙），則稱爲電場。

電容由平行板電容器的電容適用公式

$$Q = CV \qquad （C\text{之單位爲法拉}）$$

$$E = \frac{V}{d} \qquad （d\text{之單位爲厘米}）$$

$$\frac{Q}{F} = \varepsilon_0 E \qquad （F\text{之單位爲平方厘米}）$$

可得 $\frac{CV}{F} = \varepsilon_0 E$

以 Ed 代替 V，即得 $\frac{CEd}{F} = \varepsilon_0 E$

化簡之 $C = \frac{\varepsilon_0 F}{d}$

故可知：平行板電容器的電容乃與其面積成正比，而與其板距成反比。

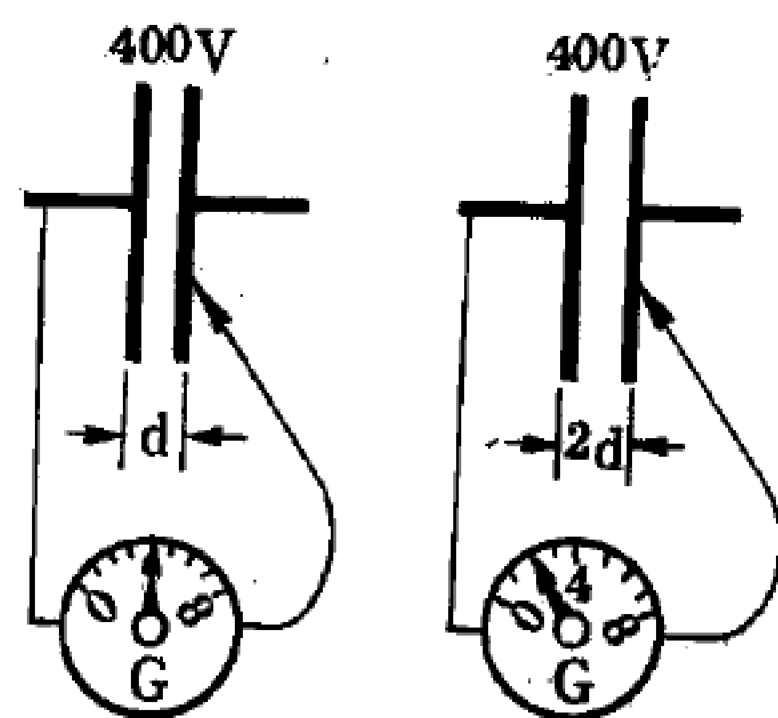


圖 5—61

電壓一定而板距爲兩倍的電容器，其所得的電荷僅爲一半（係根據衝擊電流計的脈動偏轉所量得者），故其電容亦爲一半。

在板距相等而板面積不等的各電容器上加上相等的電壓，並量度各電容器所得的電量，結果顯示 Q 與 F 間有比例關係存在。由電容器方程式 $Q = CV$ 可得 $CV \propto F$，又由於 V 保持未變，故 $C \propto F$。利用同樣的方法，亦可證明電容與板距互成反比。使電壓 V 保持不變，而利用一衝擊電流計的脈動偏轉 α 來量度同一電容器在板距 d 不同時的電量 Q（圖 5—61）。結果獲知，在不同的 d 值時，$\alpha \times d$ 之積爲一常數。

因此，板距增爲兩倍時，其電荷僅及一半；板距增爲三倍時，電荷則爲三分之一，餘類推。故 Q 乃與 d 成反比，即 $Q \propto 1/d$。由於電壓 V

保持不變之故，所以由$Q=CV$（或$Q\propto C$）可得$C\propto 1/d$。

假設二板面積各爲A，板間距離爲d，各帶有$+Q$與$-Q$的電荷（見圖5－62），則二板間電位差爲

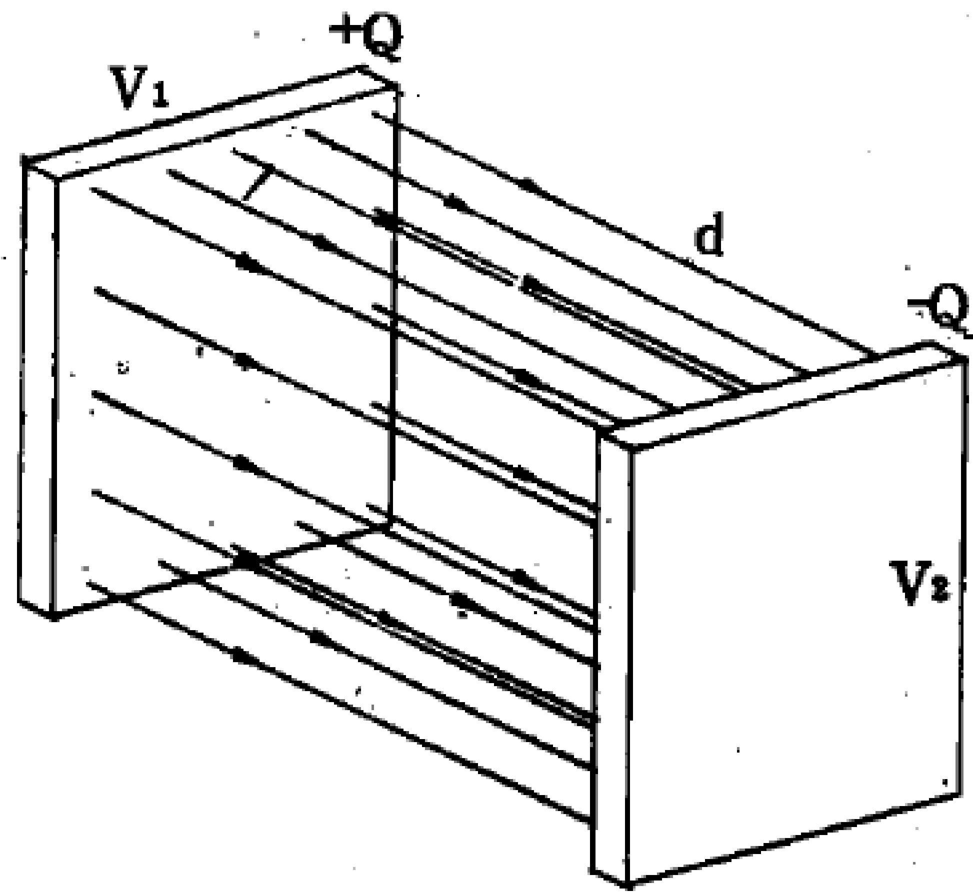


圖5－62

$$V_1-V_2=Ed=4\pi\sigma d=4\pi Q\frac{d}{A}$$

式中σ是表面電荷密度，$E=4\pi\sigma$是二板間的電場強度。依定義推得平行板電容器的電容爲

$$C=Q/V=A/4\pi d$$

二板間的作用力是

$$F=2\pi\frac{Q^2}{A}$$

若平行板電容器二板間充滿介電常數爲ε的介質時，板間電場強度會減小$1/\varepsilon$倍，故電壓亦減小$1/\varepsilon$倍，電容則增加ε倍，即

$$E'=E/\varepsilon$$

$$V'=E'd=(E/\varepsilon)d=V/\varepsilon$$

$$C'=Q/V'=\varepsilon C$$

二板間作用力則變爲

$$F'=2\pi Q^2/A\varepsilon$$

【平行帶】（Parallel band）

由一線狀分子的偶極振動所放射出輻射，僅可平行或垂直於此分子之軸，平行於分子之軸的輻射帶即爲平行帶，垂直於分子之軸的輻射帶即爲正交帶。

【平行軸定理】（Parallel axis theorem）

詳閱“史丹尼爾定理（*Steiner's theorem*）”條。

【平均太陽】（Mean sun）

假定一個太陽沿天體赤道由西向東作等速運動，其繞赤道一週的時

間，適等於眞太陽繞黃道一週的時間，則該太陽稱爲平均太陽。

【平均太陽日】(Mean solar day)

現在我們所使用的標準時間單位是日（或秒）。但是從天文上觀測，發現在一年內，地球自轉的速度並不是天天相同。換言之，一年中，太陽日的長短不一，造成此種現象的原因有二：

1. 地球軌道爲橢圓，其公轉速度時快時慢，因之太陽在黃道上每日向東行的距離，時多時少。

2. 黃道與赤道相交有 23° 27′ 的角度，赤道上的等弧，通過子午圈的時間相等，但黃道上的等弧，通過子午圈的時間，長短不一。

吾人乃虛構一點，稱爲平均太陽（*mean sun*），沿赤道由西向東作等速運動，使其繞赤道一週的時間，適等於眞太陽繞黃道一週的時間。平均太陽連續兩次經過同一子午圈的時間，稱爲一平均太陽日。平均太陽日的長度，爲一年中全數太陽日的平均長度。平均太陽經過下子午圈時爲零時，即一平均太陽日的開始。

【平均太陽時】(Mean solar time)

地球以均匀之速度繞行軌道，則由某地下子午圈量至平均太陽的時角，爲某地的視太陽時。平均太陽時不能直接測出，必須由計算推出。平均太陽日中所表的時間爲平均太陽時。

【平均正午】(Mean noon)

平均太陽時圈（*mean sun's hour circle*）與子午線吻合的時候，稱爲平均正午。

【平均加速度】(Average acceleration)

平均加速度之定義爲 $\overline{a} = \frac{v_2 - v_1}{t}$，等加速度之值與平均加速度同。

【平均功率】(Mean power)

功率可以定義爲“力與速度之數性乘積”。在 t 時間內之平均功率等於所作之總功 W 除以時間 t，即平均功率 $\overline{P} = \frac{W}{t}$

從工程上的觀點看，功率是非常重要的，因爲當工程師設計一樣機械時，他只注重此機械能夠做功之速率，而不注重此機械總共能做多少功。

【平均自由時間】(Mean free time)

布朗運動的發現，不僅證明了分子的存在，而且說明了分子在不斷地碰撞。在一個平衡的物系裏，任何一個分子，隨時都會受到其他分子的碰撞，這種碰撞沒有什麼規則性。如果一個分子在 T (T 足夠長久) 時間內，與別的分子碰撞 n 次，那麼，在 $2T$ 時間內，它碰撞次數也卽加倍。也就是說，碰撞次數與時間成正比。我們定義連續兩次碰撞時間的平均值爲平均自由時間。

【平均自由路程】(Mean free path)

平均自由路程是兩次碰撞之間所行經的平均距離。其取決於周圍分子的數目以及分子的大小 (*size*)；分子的大小決定了撞擊目標的大小。碰撞目標的"有效大小"通常以"碰撞截面"(*collision cross section*) 表示之。

當氣體分子以等速率沿直線運動時，會發生連續碰撞，若分子數目極多，空間完全充滿，以致沒有移動的空隙，則平均自由路程爲零。因此平均自由路程與分子的大小和單位體積的分子數有關。假如每厘米內有十次碰撞，則平均自由路程是 0.1 厘米，顯然平均自由路程是碰撞機率的倒數。

氣體分子、金屬或半導體中的自由電子，因進行中和其他分子或原子碰撞，故其路程爲迂迴曲折。但在每兩次碰撞之間，其路程可視爲直線，其距離叫做自由路程。自由路程並非常數，而取某種機率分佈，其平均值叫做平均自由路程。速度爲 c 的粒子，其自由路程在 l 和 $l+dl$ 之間的機率等於

$$p(l)dl=e^{-l/\lambda_c}\,d(l/\lambda_c)$$

平均值等於

$$\int_0^\infty lp(l)\,dl=\lambda_c$$

式中 λ_c 爲速度等於 c 的粒子的平均自由路程。

再對整個粒子系，考慮速度分佈而取 λ_c 的平均

$$\lambda = \int \lambda_c f(c)\,dc$$

有時又稱爲平均自由路程，式中 $f(c)$ 爲速度的分佈機率。λ 與粒子系的巨觀量有關，例如單個氣體的黏性係數 η，熱導係數 k，擴散係數 δ，可分別近似地表爲

$$\eta = \rho\bar{c}\lambda/3 \qquad k = \rho\bar{c}\lambda c_v/3 \qquad \delta = \bar{c}\lambda/3$$

ρ 爲密度，$\bar{c}$ 爲速率 c 的平均，c_v 爲每克的比熱。

參閱"平均自由時間（*Mean free time*）"條。

【平均角加速度】（Average angular acceleration）

若 P 的角速度並非不變，則此質點具有角加速度。令 $\vec{\omega}_1$ 和 $\vec{\omega}_2$ 各爲質點 P 在 t_1 和 t_2 時刻的瞬時角速度；則其平均角加速度 $\vec{\alpha}$ 定義爲：

$$\vec{\alpha} = \frac{\vec{\omega}_2 - \vec{\omega}_1}{t_2 - t_1} = \frac{\Delta\vec{\omega}}{\Delta t}$$

換言之，平均角加速度就是角速度之平均時變率，爲一向量。其單位爲 rad/sec^2、rad/min^2。

【平均角速率】（Average angular rate）

設圖5—63中的物體以反時針方向轉動。於 t_1 時 P 之角位置爲 θ_1，在稍後之時其角位置爲 θ_2。在 $t_2 - t_1 = \Delta t$ 之時間區間內，P 的角位移爲 $\theta_2 - \theta_1 = \Delta\theta$，在此時間內質點 P 的平均角速率 $\bar{\omega}$ 定義爲 $\bar{\omega} = \dfrac{\theta_2 - \theta_1}{t_2 - t_1} = \dfrac{\Delta\theta}{\Delta t}$

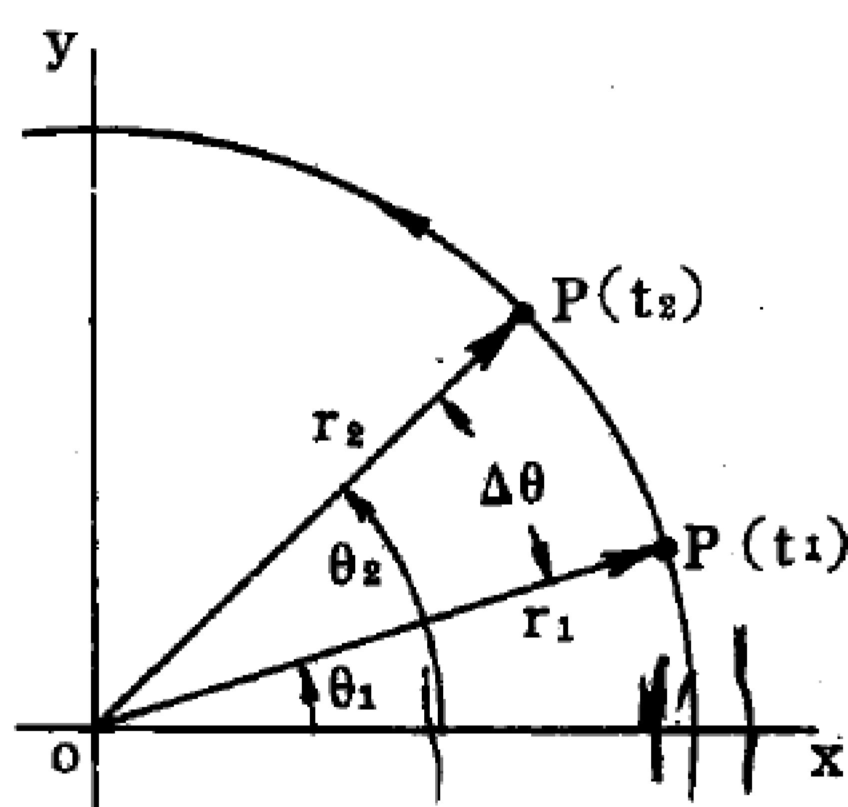


圖 5—63

【平均時】（Mean time）

天文學家把周年視太陽日的實數平均之，叫做平均太陽日（*mean solar day*）；二十四等分之，得平均太陽時，或簡

稱爲平均時。就是假設有一個天體，叫做平均太陽（*mean sun*）；這個平均太陽和眞太陽同時由春分點出發，過了一年又同時回到春分點。但是眞太陽是在黃道上運行，每天的速度也不一樣；而這平均太陽則在赤道上運行，每天的速度都是相等的。這個假想的平均太陽兩次經過同一子午圈所需要的時間，就是平均太陽日。我們平常所用的鐘錶上的時刻，就是平均時，亦卽無線電報通訊所採用之國際標準時間，亦卽格林威治時間。

平均太陽和視太陽相距的時角，叫做時差(*equation of time*)；就是平均時和視時的差。卽

時差＝視時－平均時

平均時＝視時－時差

視時和平均時，都是以太陽爲主，所以合稱做太陽時（*solar time*）。它們又有地方時（*local time*）和標準時（*standard time*）的區別。

【平均時距】（Average time interval）

任何一個分子都會與其他的分子發生　連串碰撞，在一段很長的時間內，其碰撞的次數N幾乎是個定數，所以碰撞的次數與時間成正比，卽

$$N \doteq T/\tau$$

τ卽爲碰撞間的平均時距。

【平均根量】（Root-mean-square quantity）

定義爲 $x_{rms}=\{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}x_i{}^2\}^{1/2}$，若$x$爲$t$的函數則爲

$$x_{rms}=\{(\frac{1}{T})\int_0^T x^2(t)dt\}^{-1/2}$$

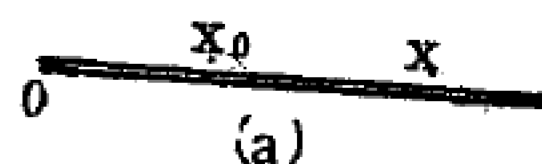
【平均速度】（Mean velocity;Average velocity）

物體在單位時間內所移動的平均距離稱爲平均速度

$$\vec{v}_a=\frac{\vec{v}+\vec{v}_0}{2}=\frac{\vec{s}}{t}$$

在直線運動中如圖 5－64(*a*)所示：

$$\vec{v}_a = \frac{\overrightarrow{x - x_0}}{t - t_0}$$



在曲線運動中如圖 5 — 64 (b)所示：

$$\vec{v}_a = \frac{\overrightarrow{P_1 P_2}}{t - t_0}$$



圖 5 — 64

【平均值】(Average value)

若有 n 個值 $x_1, x_2, \cdots, x_n$，則定義這 n 個 x 值的算術平均爲

$$\bar{x} = (x_1 + x_2 + \cdots + x_n) / n$$

算術平均具有兩個重要的數學性質：

1. $\Sigma(x_i - \bar{x}) = 0$

2. 任一變數 X，當 $X = \bar{x}$ 時，$\Sigma(x_i - X)^2$ 的值最小。

若在 n 個值中有 f_i 個 x_i 值，則其算術平均值可寫爲

$$\bar{x} = (f_1 x_1 + f_2 x_2 + \cdots + f_n x_n) / N$$

式中 $N = f_1 + f_2 + \cdots + f_n$ 。

若 $f(x)$ 爲 x 的連續函數，而 x 的範圍爲 $a \leq x \leq b$，則其算術平均爲

$$\bar{x} = \int_a^b x f(x) dx / \int_a^b f(x) dx$$

其他尚有幾何平均、調和平均及均方根等。幾何平均定義爲

$$G = (x_1 \cdot x_2 \cdots x_n)^{1/n}$$

將上式取對數得

$$\ln G = (\ln x_1 + \ln x_2 + \cdots + \ln x_n) / n$$

亦即對每一 x_i 的對數值做算術平均，卽得幾何平均的對數值。調和平均定義爲

$$H = n / \left(\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} + \cdots + \frac{1}{x_n}\right)$$

上式可改寫成

$$\frac{1}{H} = \left(\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} + \cdots + \frac{1}{x_n}\right) / n$$

故對每個 x_i 值的倒數做算術平均，即得調和平均的倒數值。均方根值(*root mean square value*)定義爲

$$x_{rms}=\left[\left(a_1^2+a_2^2+\cdots+a_n^2\right)/n\right]^{1/2}$$

在統計力學中，時常用到算術平均及均方根值。

【平均偏差】(Average deviation)

平均偏差之定義如下：

$$d=\frac{\Sigma x_i}{n}$$

其中 d 爲平均偏差，x_i 爲每項數值與平均值之偏差，n 爲個數。

【平均壽命】(Mean life)

原子、激動核、放射核或某粒子存在於某種特殊狀態的平均時間稱之。

【平板秤】(Plate scale)

平板秤的用途最爲普遍，是若干槓桿之組合，如圖5—65所示；其中計有一個等臂的雙臂槓桿 AOG，以 O 作爲旋轉點；兩個短單臂槓桿 DC 和 JH，各以 D、J 爲旋轉點；以及 EF 和 BB 兩根連桿。若將所欲稱衡之負荷 Q 分解成 Q_1+Q_2 之和；Q_1 著力在刀口 A 上，Q_2 則藉 BB 著力在刀口 C 上。由於 $DE=EC$ 之關係，C 上之壓力 Q_2 可在 E 處引起一與其相應之雙倍大的壓力 $2Q_2$。此項壓力 $2Q_2$ 經由連桿 EF 傳至 F，並因 $AF=FO$ 之故，結果在 A 上遂又產生一與 Q_2 相等之壓力。據此，整個結構所發生的作用，就好像是使全部負荷 Q_1+Q_2 壓在刀口 A 上似的。並且不論 Q_1 和 Q_2 大小如何，結果全是一樣。因此，不管我們將負荷 Q 放在秤盤上任何位置，均不影響秤之準確性。至於砝碼 P 在右側作用於 G 點的情形也是如此。一當 $P=Q$ 時，AG 槓桿便能取得平衡，兩個指針 Z 亦立於同一高度。

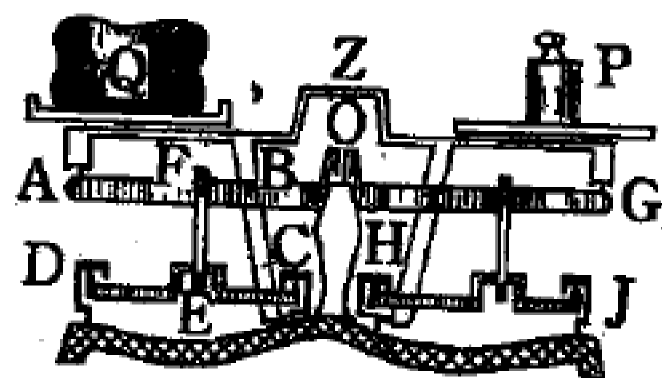


圖 5—65　平板秤

【平板電容器】(Plate condenser)

又稱爲平行板電容器。其爲二平行金屬板所構成的電容器。

參閱“平行板電容器(*Parallel plate condenser*)”條。

【平板電晶體】(Planar transistor)

平板電晶體是利用下列原理製成，即將半導體置於氧化氣體中加熱，使生成一層氧化薄膜，以解決晶體表面沾污問題及作爲雜質擴散之障壁之原理作成。

這種型式的 $N-P-N$ 電晶體是先製成 P 型基體，再經氧化，加臘、腐蝕等手續而成。如此製造的 $N-P-N$ 電晶體，其各單元均位於一平面上，而且全部都密封於永久氧化膜內，全部過程可以嚴密控制，所以接頭位置及基體的厚度等可以明確確定。

上述製造過程，爲“氧化－上臘－鏤刻”之重複，可以使用自動機械製造，所以製造速率甚高。舉個例子說，它可以在每一個擴散步驟後跟著就氧化，因此一旦擴散作用完成，立刻就能上臘。此外在直徑約 1 公分的矽餅內，可以同時製成幾百個電晶體，再把它們鋸開就成了。

同樣的方法也能用來製造面積大、動力高的電晶體，因爲優良的品質、較大的截面等，可利用擴散作用來製造。若將晶體的背面，裝置在熱的良導體上，可以使冷卻問題簡化。由此看來，用製造小型高頻率電晶體的同樣設備，也能製造高動力電晶體而減低設備成本。

【平面】(Plane)

眞或假設之平滑表面，如桌面、地軌平面均爲平面。其一般方程式爲

$$Ax+By+Cz+D=0$$

其中 A，B，C 不全爲零。

【平面波】(Plane wave)

若波爲單向傳播，因其各點之振動面在一平面內，故稱爲平面波(如圖 5－66所示)，水的波動卽是其一例。

一般的平面波形式爲

$$Ae^{i(kz-\omega t)}$$

式中 k 爲波數，ω 爲角頻率，以三維空間坐標表示時，則爲

$$Ae^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}$$

此平面波在量子力學中的形式是

$$Ae^{i(\vec{p}\cdot\vec{r}-Et)/\hbar}$$

【平面偏振光】(Plane-polarized light)

光波是横波，它横越進行的方向而波動。這一點可由光的偏振 (*polarization*)而獲得充分的證明。光波沿進行方向所横越運動的平面，稱爲波動平面 (*plane of vibration*)。平常的光可以具有任何波動平面。假使我們有一種柵，柵條間的距離比振幅小，讓光正射在柵上，則只有波動平面和柵條平行的光波可以透過，而在其他平面上波動的光波完全被阻。穿過這種柵的光只在若干平行的平面上波動，這種光稱爲平面偏振光。使光偏振的方法普通是利用晶體，其作用有類上述的柵。當光線通過方解石晶體所製成的尼可耳稜鏡 (*Nicol prism*)，它們就依兩個互成直角的平面偏振，使這兩者之一反射而移去，就得在相同平面上波動的偏振光。

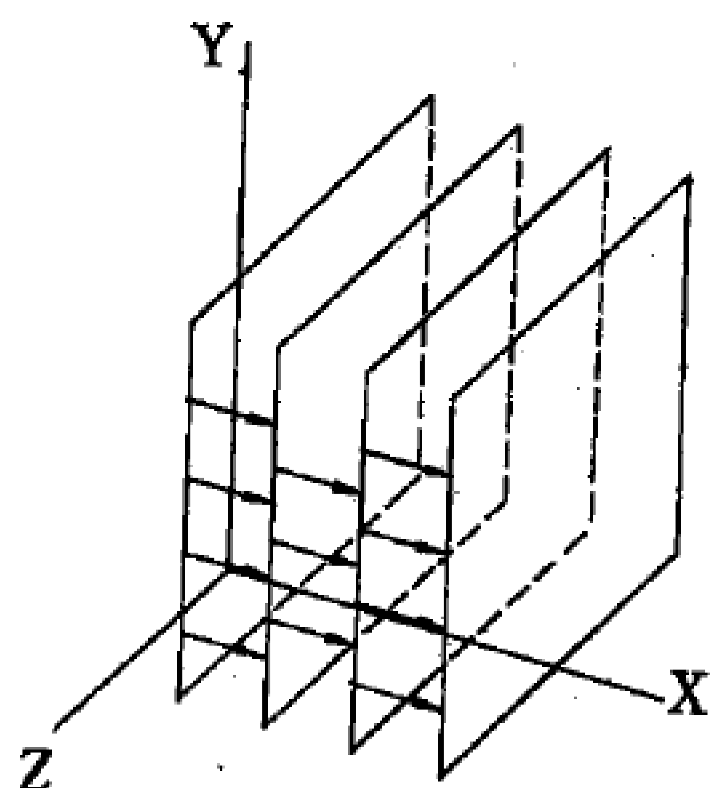


圖 5 — 66　平面波

【平面電磁波】(Plane electromagnetic wave)

一電磁波在自由空間，其電場及磁場向量的分佈，隨時間變化，而在電磁波的進行中，其時空任意點的電場方向及磁場方向互相垂直，並且垂直於波傳播之方向，如以 $\vec{E}$ 代表電場，$\vec{B}$ 代表磁場，$\hat{k}$ 代表波進行方向的單位向量，則

$$\vec{E}\cdot\hat{k}=0,\ \vec{B}\cdot\hat{k}=0 \text{ 且 } \vec{E}\cdot\vec{B}=0$$

因此電磁場向量被限制者，只有垂直於波的前進方向的分量才有變化，此即平面波（*plane wave*）的主要特性。此一電磁波即爲平面電磁波。如圖 5－67所示，使Y軸平行於 E 場並使Z 軸平行於 B 場，在此特殊情況下

$$E_x = 0 \qquad E_y = E \qquad E_z = 0$$

及 $$B_x = 0 \qquad B_y = 0 \qquad B_z = B$$

在這些條件下，電場及磁場滿足波的方程式即爲

$$\frac{d^2E}{dt^2}=\frac{1}{\epsilon_0\mu_0}\frac{d^2E}{dx^2} \text{ 及 } \frac{d^2B}{dt^2}=\frac{1}{\epsilon_0\mu_0}\frac{d^2B}{dx^2}$$

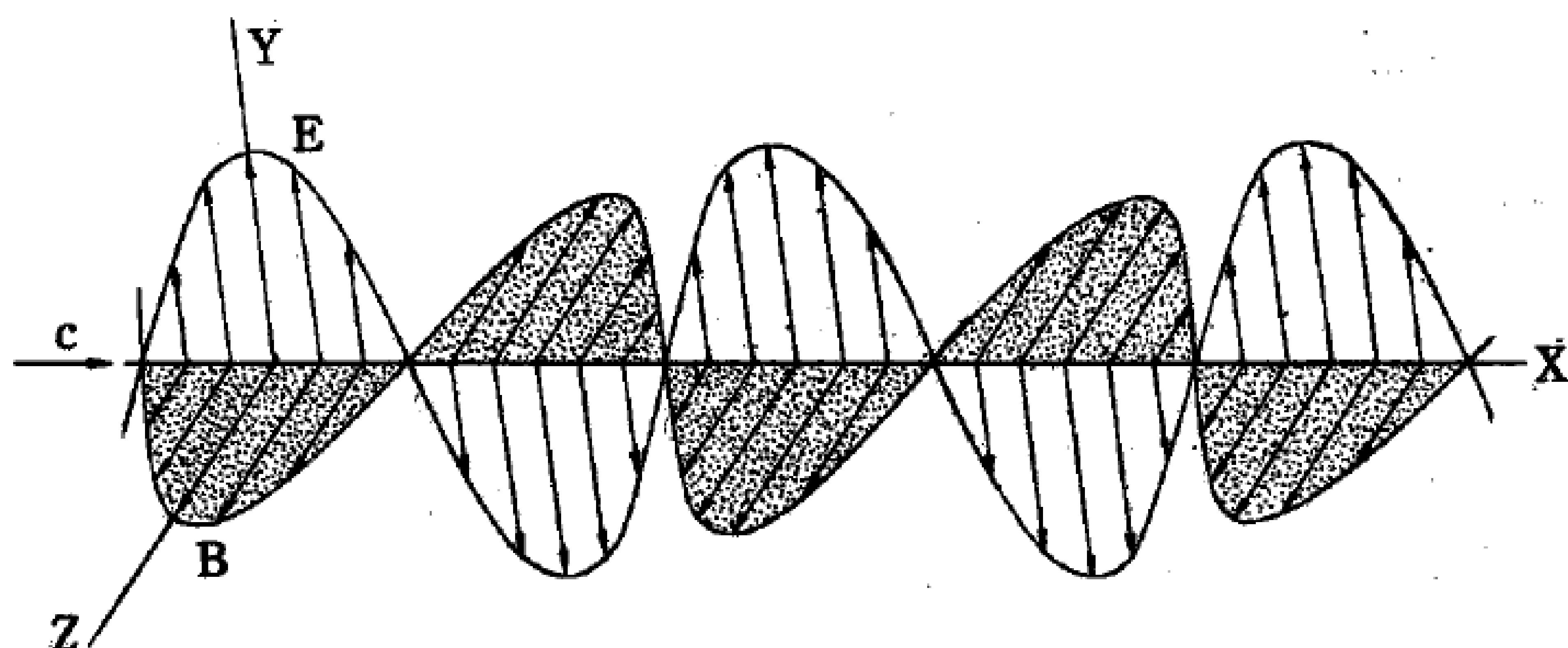


圖 5－67　一諧和平面電磁波中之電場及磁場

此示電場E及磁場B沿著X軸傳播，其速度爲

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} = 3\times 10^8 \text{ 米/秒}$$

因此電磁波中之電場及磁場可表爲

$$E=E(x-ct) \qquad B=B(x-ct)$$

特殊情況之諧和波，其頻率爲$\nu=\omega/2\pi$，波長爲$\lambda=2\pi/k$，在此情況下，所以

$$E=E_0\sin(kx-ct)=E_0\sin(kx-\omega t)$$
$$B=B_0\sin(kx-ct)=B_0\sin(kx-\omega t) \qquad (1)$$

如同馬克士威方程式的要求，振幅E_0及B_0並非不相關，其關係爲

$$E_0 = cB_0 \text{ 或 } B_0 = \frac{1}{c}E_0 \qquad (2)$$

由(2)式中之振幅，可知(1)式所表之瞬時值亦可寫爲

$$E = cB \text{ 或 } B = \frac{1}{c}E \qquad (3)$$

從(3)式可知，E 場及 B 場爲同相，同時到達零值及最大值。(1)式所描述之電磁波如圖5－67所示，電場在 XY 平面振盪，而磁場在 XZ 平面振盪，此相當於一平面偏振波或線偏振波，偏振之平面乃定義爲電場振盪之平面，在此情況爲 XY 平面；因此一電磁波實質上包含二成對之波即電波及磁波。

馬克士威方程式之另一解的平面波乃爲其所在之電場及磁場的大小

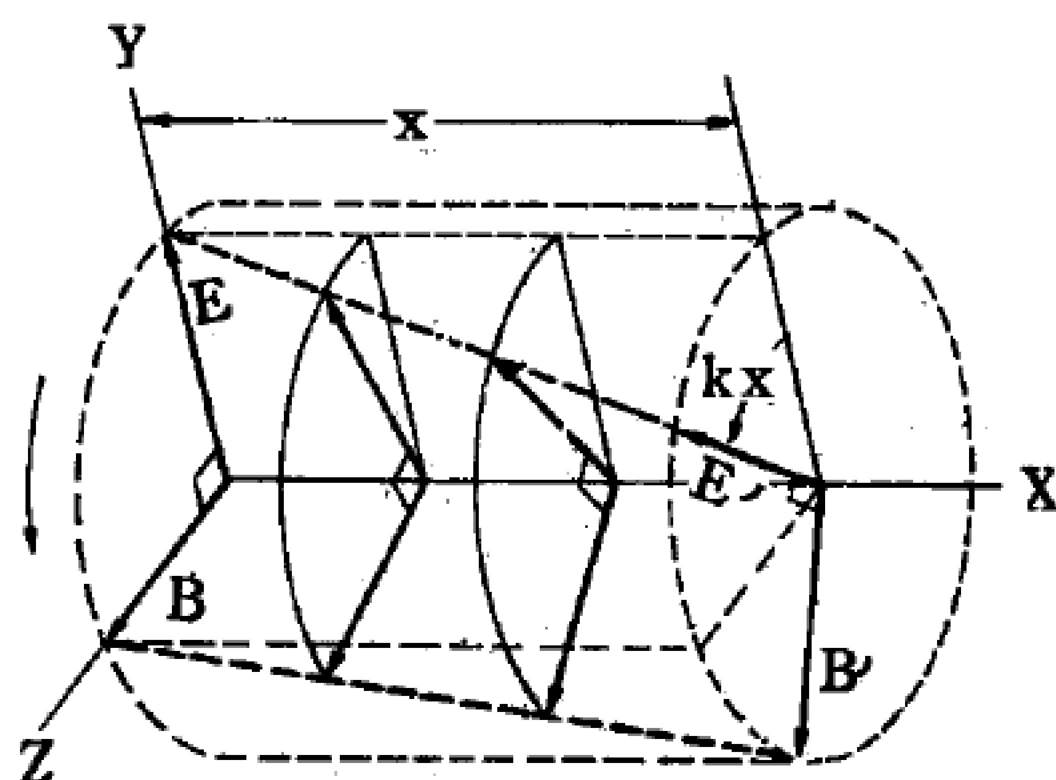


圖5－68
圓偏振電磁波。E及B繞傳播方向轉動，但大小不變。

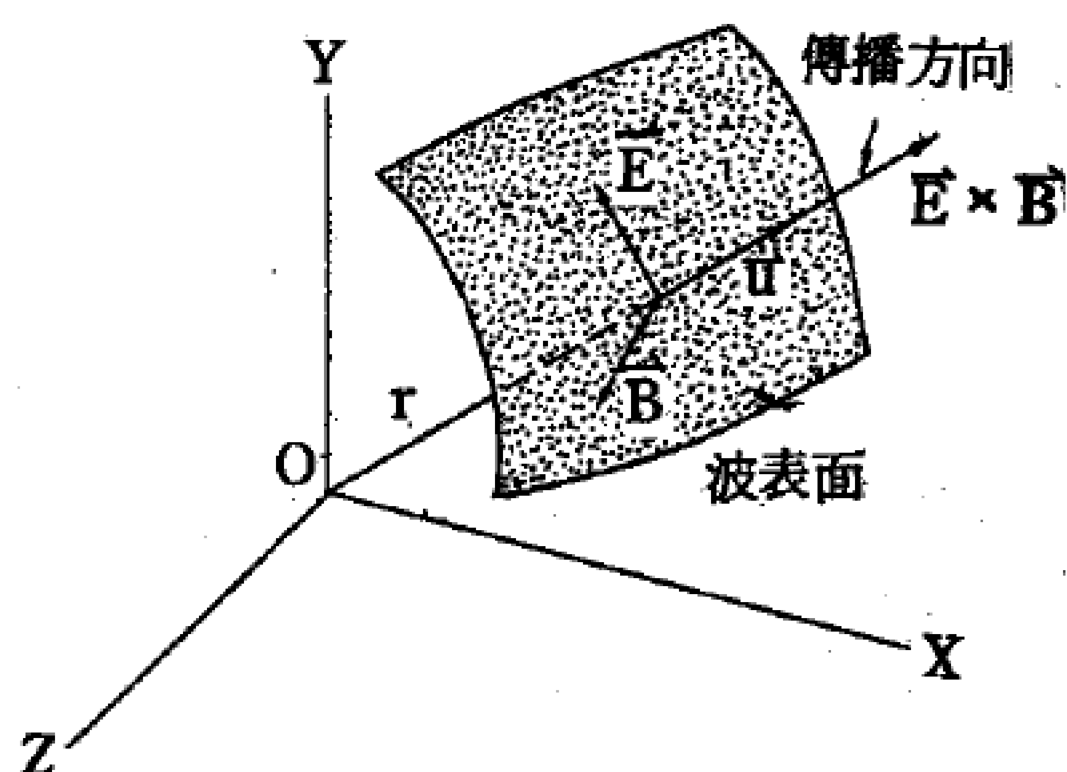


圖5－69　距波源甚遠處之球面電磁波

不變，而繞傳播之方向轉動，形成一圓偏振波(圖6－68)。圓偏振可由合併二線偏振解而得，只要令各分量之大小相同且其相差爲 $\pm\pi/2$。圓偏振可爲右手式或左手式，視場轉動之相而定。若各場之二垂直分量之振幅不同，則得橢圓偏振。

因 XYZ 軸之選擇乃爲任意者，因此可推斷所討論過之馬克士威方程式之平面波的解十分一般化，並且馬克士威方程式之理論預言，已爲實驗廣泛地證實；在遠離波源之處，一圓柱波或一球面波之一有限部分，實際上可視爲平面，且在此情況下，電場及磁場也彼此垂直並垂直於

傳播之方向（即爲徑向），如圖 5－69 所示，注意其傳播方向與向量 $E \times B$ 之方向一致。

【平面鏡】（Plane mirror）

鏡的反射面成平面者，叫做平面鏡。普通使用的鏡是在研磨後的玻璃背面塗有銀，或塗錫和水銀的合金。物體放在鏡前時，物體即映於鏡而可以看見。這是由於物體反射出的光，於鏡面反射後進入眼睛所致。

平面鏡所成之像，並非光線實際的集合點，所以叫做虛像（*virtual image*）。

平面鏡所成虛像的大小和原物體相同，其位置和原物體成對稱，因爲像和鏡面的距離，常與物體和鏡面的距離相等。

實物在兩平面鏡間可引起多次反射而形成複像（*multiple image*），其在每鏡中除由原物各成一像外，餘皆互以他鏡之像爲物而形成。

【平流圈】（Stratosphere）

由對流圈起，上去至 80 公里止的部分。50～80 公里的部分叫做中間圈，在 30 公里處，氣溫約略相等，自此以上，越高則氣溫也越高，雖然不會起對流，但空氣因呈水平方向移動，溫帶上空，接近對流圈的部分，吹著強烈的西風。

平流圈的下部（12～40 公里）含有很多的 O_3（臭氧），所以又叫 O_3 層。

參閱“大氣層（*Atmosphere*）”條。

【平流抗流線圈】（Smoothing choke）

在電源濾波器中，負責反抗紋波電流的低週抗流圈。

【平移】（Translation）

剛體內質點的運動路程都互相平行，任意兩點的連線始終保持與原來平行的方向時謂之平移（見下頁圖 5－70）。

【平移算符】（Translation operator）

凡理想晶體都有平移不變性，即一理想晶體中的原子都排列在由三個基本平移向量 $\vec{a}$ ，$\vec{b}$ 和 $\vec{c}$ 所形成的晶格上。此時在任一點 $\vec{r}$ 及另一點 $\vec{r'}$，如

$$\vec{r'} = \vec{r} + n_1\vec{a} + n_2\vec{b} + n_3\vec{c}$$

式中 n_1，n_2 和 n_3 爲任意正整數，則所觀察到的原子排列都是一樣的。如果將上式中平移的部分寫成：

$$\vec{T} = n_1\vec{a} + n_2\vec{b} + n_3\vec{c}$$

$\vec{T}$ 即稱爲平移算符。

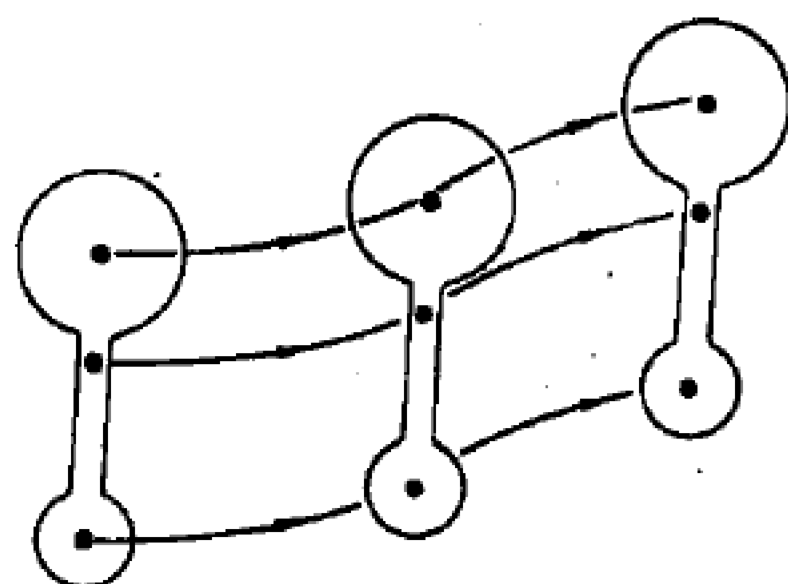


圖 5 — 70　剛體的平移

【平滑電容器】(Smoothing condenser)

在電源濾波器中，反抗紋波電壓變化的電容器。

【平滑濾波器】(Smoothing filter)

用來從脈動電流中分出直流分量而阻塞交流分量的濾波器。爲了達到這個目的，在脈動電流的電路中，與負極串聯地接入大的電感(平流抗流線圈與負極並聯地接入大的電容)平滑電容器 C。抗流線圈對直流分量阻抗很小，對交流分量阻抗很大；電容器對交流份量阻抗很小，對直流份量阻抗很大。因此平滑濾波器可使直流分量通過而幾乎不使交流分量通過。

【平衡】(Equilibrium)

系統中一切的力和傾向，都被大小相等而反向的力，傾向中和的狀況。例如靜止於桌面的書本，所受的重力和桌面所施的上壓力抵銷，便是一種平衡(力學平衡)；又如密閉容器內裝有液體及其蒸氣時，蒸氣分子返回液體中的數目和液體分子逸入蒸氣中的數目(以同一時間爲準)相等時，亦構成一種平衡。

在力學平衡中，因穩度之不同，可分爲：(1)穩定平衡；(2)隨遇平衡；(3)不穩定平衡。

平移（直線運動）或轉動（圓運動）平衡時所達到的狀態，在平移平衡時，作用於物體上所有力的向量和（即方向和大小）必須爲零，否則，物體將沿合向量的方向加速。

若所有在同一平面之力的和（$\Sigma \vec{F}$）爲零，或諸力的 x 分量之和與 y 分量之和分別爲零，則物體呈靜止狀態或維持著等速運動。若作用於物體上的力不在同一平面上，則平移平衡的條件必須是 ΣF_x，ΣF_y，ΣF_z 三分量同時爲零。當所有轉矩和爲零（$\Sigma \tau = 0$）時稱爲轉動平衡。

平衡時，描述該系統的變數中，至少有幾個不因時而變，例如前例中書的位置（相對於固定在地球上的坐標而言）和蒸氣的分子數、液體的分子數。

在熱力學及統計力學中，若含有許多粒子的系統，除了任意的起伏以外，其他的巨觀物態皆不隨時間而變化，即稱此系統在平衡中。平衡時，系統達其最大的無規程度。系統的無規程度若由較小而趨於最大，則此系統即達平衡。實際上的不平衡系統均有趨於平衡的動向，故這種過程爲不可逆過程。就一孤立系統而言，若達平衡，則該系統對每一附屬於它的物態，都具有相等的佔有機率。反之，若系統佔有任一附屬物態的機率都相等，則此系統達到平衡。假若有某些附屬物態被系統佔據的機率不等，則此系統的組態有隨時間改變的趨勢，以期達到平衡狀態。

一系統達到平衡時，其巨觀物態與它以往的經歷無關。例如將一含有 N 個分子的孤立系氣體裝入盒內，原先可能將氣體侷限於半盒內或四分之一盒內；但當限制取消，使氣體瀰漫整個盒內而達平衡時，兩種情況所導致的平衡巨觀物態皆應相同。又一系統的平衡巨觀物態可以由極少數的巨觀參數做完全的決定。

【平衡反饋】（Balanced feedback）

平衡式反饋放大器是採用正負兩種反饋在同一個放大器電路上，採

用此種放大線路的原因，就是因爲某放大器欲取得電壓增益在頻寬範圍頻段中有均勻放大，曾使用反饋因數（反饋因數等於反饋電壓對放大器輸入電壓數之比）過大，造成高端與低端出現峯尖，增益特別大。平衡反饋就是剪除此兩尖峯，使更寬頻段有均勻的增益。

【平衡式】（Neutrodyne）

一種初期調整射頻接收機所用之平衡放大電路。

【平衡式接收機】（Neutrodyne receiver）

一種用平衡式的接收機。

【平衡系集】（Equilibrium ensemble）

在一統計系集裏，任何特殊事件發生的機率，通常是時間的函數。若發生的機率與時間無關，則稱此系集爲平衡系集。在此情況下，依次對單獨一個系統做極多次連串的觀察，所得的結果與對系集裏極多數的系統所做一次同時的觀察效果相同。

【平衡狀態】（Equilibrium state）

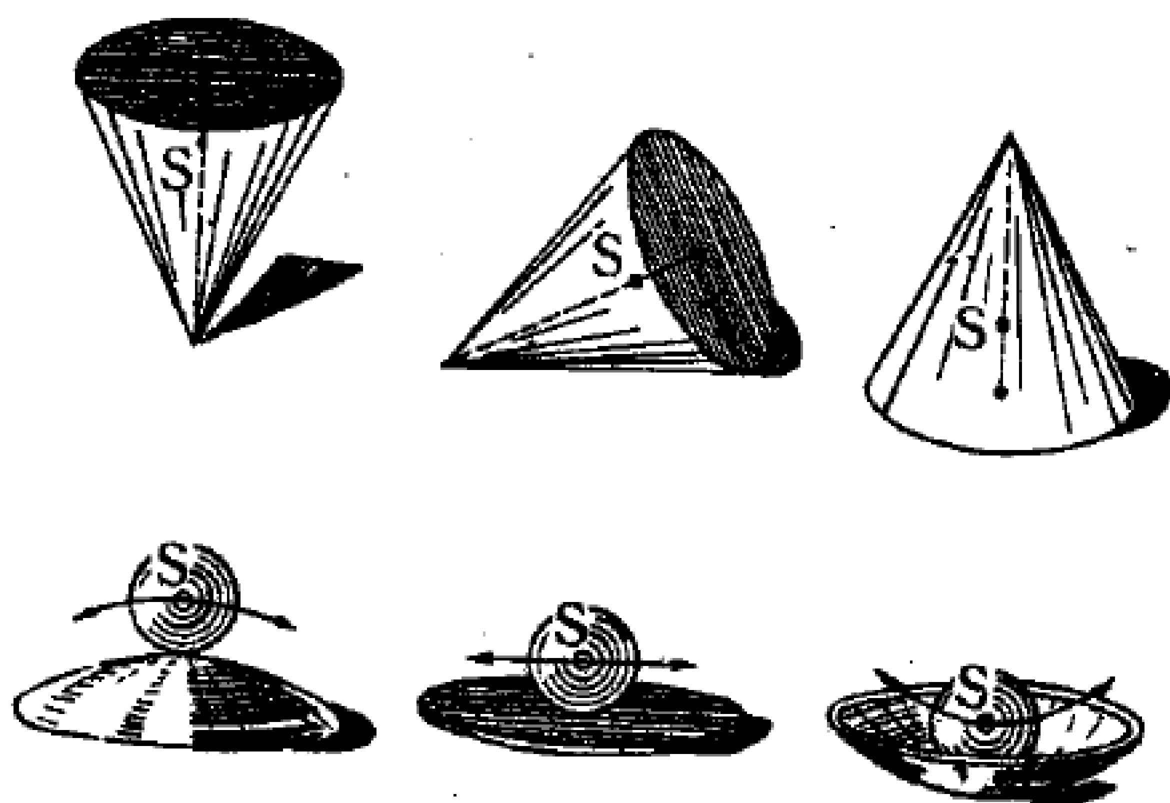
平衡狀態，可分爲穩定、不穩定和隨遇三類，視我們放置該物體之平衡位置而定。

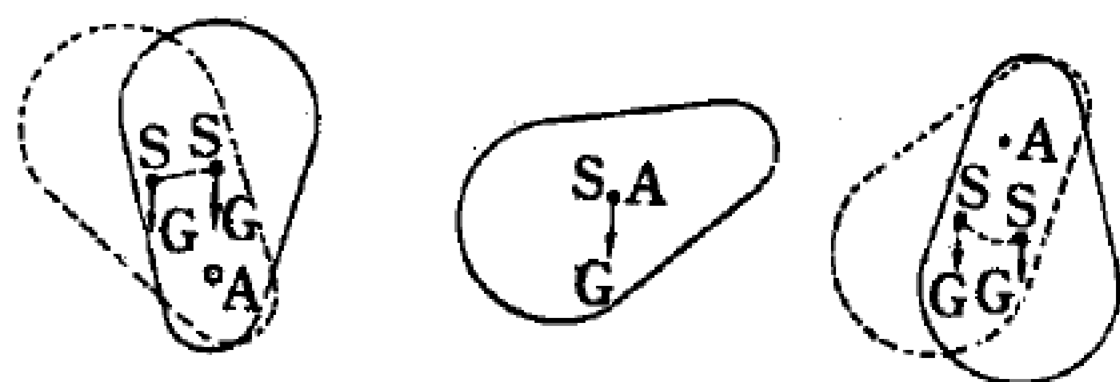
1.不穩定平衡(*labili equilibrium*)——當一圓錐體以尖端站立在一平面上，或是當一球體放在凸起之圓盤上，或是當一物體之懸掛點 A 位於其重心 S 的垂直下方時，這些物體便都處於不穩平衡狀態，如圖5—71 (*a*)。當其稍一離開此種平衡位置後，此類物體即會翻倒，而絕不能自動地再回到其原有位置上，一直要等到它們的重心相對地取得最低位置時，這些物體才會靜止不動。亦即任何微小的運動能使其重心降低之物體，一定處於不穩平衡狀態之下。

2.隨遇平衡（*neutral equilibrium*）—— 當一圓錐體以其外殼邊線置於一水平平面上時，或是當一球體停於一水平平面上時，或是當一物體被懸掛在它的重心上時，均會出現隨遇平衡狀態，如圖5—71(*b*)。

這些物體如被移置到一個新的位置時，雖不能自動地恢復其原先之位置，但它們在新位置上，卻能停住不動，而其重心之高度亦可保持不變。一般說來，任何微小之運動既不能將其重心提高，亦不能使其重心降低之物體，一定處於隨遇平衡狀態之下。

3.穩定平衡（*stable equilibrium*）——凡被移離其平衡位置後，仍試圖回復其原有位置（此時其重心位置比較最低）之物體，均係處於穩定平衡。例如圓錐體以其底面站立時，球體在一個凹進之圓盤中時，一物體（如同平秤）之懸掛點 *A* 位於其重心 *S* 之上時，均屬處於穩定平衡之中，如圖5—71（*c*）。一般說來，任何微小之運動即能使其重心升高之物體，一定處於穩定平衡狀態之下。





(a) 不穩定平衡　(b) 隨遇平衡　(c) 穩定平衡

圖 5－71　物體之三種平衡狀態

在有些情形中，我們並不能夠確定地指出某一物體究係處於上述三種平衡狀態中之那一種平衡狀態之下，而必須加以說明，此種或彼種之平衡狀態，係對那一種可能的動作而言。例如，放置在桌上的雪茄煙盒，對旋轉運動而言，係處於隨遇平衡狀態下；對傾倒運動而言，起先是穩定平衡，接著則為不穩定平衡。雞蛋的情形，亦與此類似。

【平衡計數器】（Counter balance）

一種用以平衡或中和其他重量或力量之儀器。

【平衡偏向】（Balanced deflection）

示波器將偏向電壓輸到兩屏，完成了電子射線偏向作用。

【平衡條件】(Equilibrium conditions)

在討論兩巨觀系統 A 及 A' 間有熱的交換或功的作用時，若系統 A 的能量 E 已指定，則系統 A' 的能量 E' 可由 A 及 A' 結合而成的系統 A^* 的總能量 E^* 而決定之。這是因爲結合後的系統 A^* 爲一孤立系，能量 E^* 爲常數之故。結合系統的附屬物態數 Ω^* 或其熵 $S^* = k \ln \Omega^*$，是系統 A 的能量 E 及加諸於系統 A 的擴延變數 $x_1, x_2, \cdots, x_n$ 的函數。即 $\Omega^* = \Omega^*(E, x_1, x_2, \cdots, x_n)$。

在某一組特殊的 E 及 x_α ($\alpha = 1, 2, \cdots, n$)，通常 Ω^* 能得極尖銳的極大。故在平衡時，結合系統 A^* 有絕大的機率使系統 A 的能量在此特定的 E 及 x_α 值。對 Ω^* 求極大即能求得平衡條件，分述如下：

1.系統間的一般交互作用——設兩巨觀系統 A 及 A'，各以一擴延變數表其特徵，假定此擴延變數爲 V 及 V'。兩孤立系統結合後能量守恆，故

$$E + E' = E^* = \text{常數}$$

V 及 V' 可以互變，但

$$V + V' = V^* = \text{常數}$$

令系統 A 在體積介於 V 及 $V + \delta V$ 時，能量介於 E 及 $E + \delta E$ 間的附屬物態數目爲 $\Omega(E, V)$。同理，今 $\Omega'(E', V')$ 爲 A' 的物態數目，則結合系統 A^* 的總數 Ω^* 爲

$$\Omega^* = \Omega(E, V)\,\Omega'(E', V')$$

因 $E + E' =$ 常數，$V + V' =$ 常數。故 Ω^* 爲 E 及 V 的函數。就該式取對數，得

$$\ln \Omega^* = \ln \Omega + \ln \Omega'$$

但由熵的定義，$S \equiv k \ln \Omega$

故 $$S^* = S + S'$$

達平衡時，相當於找參數 E 及 V 使熵 S^* 或 Ω^* 爲極大，即

$$d\ln\Omega^* = d\ln\Omega + d\ln\Omega' = 0 \quad (1)$$

但 $$d\ln\Omega = \frac{\partial}{\partial E}\ln\Omega\, dE + \frac{\partial}{\partial V}\ln\Omega\, dV$$

又 $$\beta \equiv \frac{\partial}{\partial E}\ln\Omega = \frac{1}{kT}$$

$$p = \left(\frac{\partial}{\partial V}\ln\Omega\right) kT$$

故 $$d\ln\Omega = \beta\, dE + \beta P dV \quad (2)$$

式中P爲系統A的壓力。同理可得

$$d\ln\Omega' = \beta' dE' + \beta' P' dV'$$

即 $$d\ln\Omega' = -\beta' dE - \beta' P' dV \quad (3)$$

由(2)、(3)代入(1)得

$$(\beta - \beta')\, dE + (\beta P - \beta' P')\, dV = 0$$

任意小的dE及dV上式均應成立，故得

$$\beta = \beta' \text{ 及 } P = P'$$

由此結論得知在結合系統A^*內平衡時，系統A及A'均經調整能量及體積而使

$$T = T' \text{ 及 } P = P'$$

這即說明達平衡時，必須保證熱平衡及力學平衡。

2.孤立系統的平衡——孤立系統的能量爲常數，令此系統的巨觀參數爲y，則附屬於這系統的物態數目是參數y的函數。將可能的y值分成許多固定的小區間δy，則$\Omega(y)$代表參數在y與$y+\delta y$間時，此系統的附屬物態數目。而與之相對應的熵爲

$$S = k\ln\Omega(y)$$

若y可以隨意改變，則在平衡時，此系統的參數介於y及$y+\delta y$時的機率$P(y)$爲

$$P(y) \propto \Omega(y) = e^{S(y)/k}$$

平衡時$P(y)$達最大值，故當熵$S(y)$爲極大時，此孤立系統達平衡。

3. 與熱庫接觸之系統的平衡——可將熱庫及系統 A 合視爲一孤立系統，再以類似 2. 的方法討論之。若熱庫的溫度及壓力保持一定，則在平衡時，可得

$$P(y)\propto exp\left[-G(y)/kT\right]$$

式中 $G(y)$ 表系統 A 在特定壓力及溫度下的吉布士自由能，而 y 爲系統 A 的巨觀參數。因 $P(y)$ 在 $G(y)$ 爲極小時有最大值，故要系統 A 與熱庫達平衡，必須調整系統 A 的參數 y，使系統 A 的吉布士自由能爲極小。

4. 相（*phase*）的平衡條件——參閱“相（*Phase*）”條。

【平衡電容器】（Balancing condenser；Neutralizing capacitor）

即中和電容器，如於平衡電路中，放在放大級，用來消除反饋效應，達成中和作用。也常用在調諧 C 級放大器內。

【平衡電路】（Neutrodyne circuit）

此式放大電路，以前多使用於調整式高放機中。

【平衡輸送線】（Balanced transmission）

單位長度電阻值相等的導體，對地及其他電路之阻抗均相等之輸送線。

【平衡調制】（Balanced modulation）

一種幅度調制系統，此處所獲得的只是邊頻帶，而沒有載頻振盪。

如圖 5—72，兩個調制管按推挽電路連接到一起，載頻振盪以相同的相位加到兩管的絲極，而調制電壓則以相反的相位加到兩管的柵極。因此，邊頻帶在兩管的屏極電路裏也就具有了相反的相位。於是在調制器的輸出端（此處兩個電子管屏極電路內的

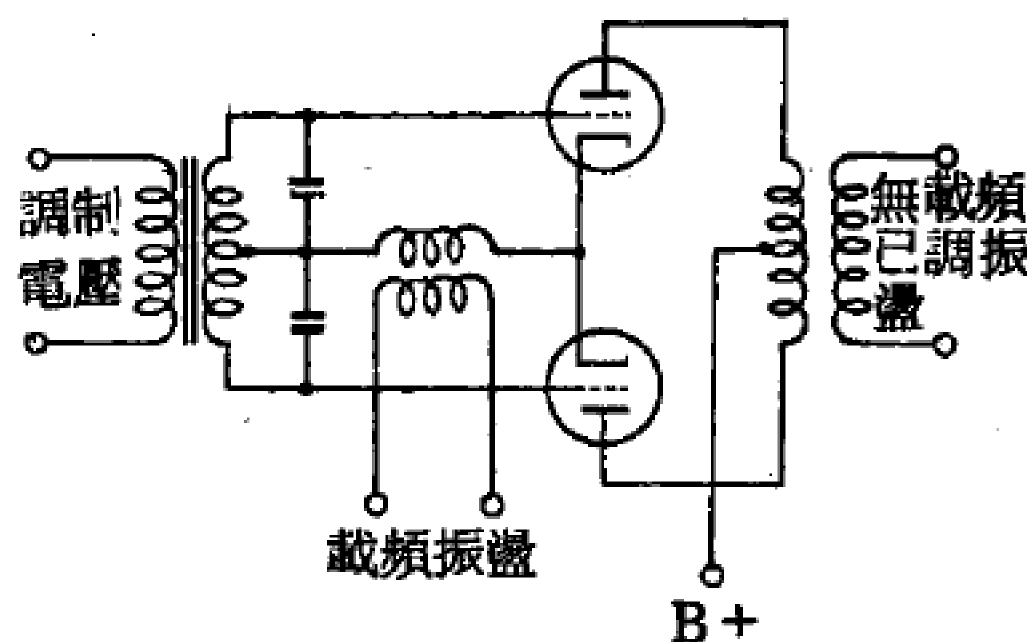


圖 5—72

振盪是彼此相對的），載頻振盪便被抵銷，而邊頻帶卻是疊加在一起。平衡調制主要應用於單邊帶通信，此時平衡調制器所送出的兩個邊帶，可以借助於濾波器去掉一個。採用平衡調制比較易於獲得一個邊頻帶，因爲兩個邊帶之間的頻率差值要比邊頻與載頻之間的差值大，利用濾波器將一個邊帶從另一邊帶分出，要比將一個邊帶載頻分出要容易些。

【平衡線路】（ Balanced circuit ）

基於某一電路中平衡的破壞而起作用的線路。平衡線路的最簡單的例子便是電橋。在電橋內，當橋臂間的比值一定時，電路是平衡的，電橋對角線內沒有電流通過。橋以及其他平衡線路都廣泛地應用於無線電工程中，用於測量裝置以及檢查頻率穩定的儀表中等等。

【平衡檢波器】（ Balanced detector ）

利用兩個二極或三極管，對射頻作全波整流的檢波器。

【幼頻調節器】（ Vernier ）

使電路中某種數量（例如廻路中的電容或電感）作十分均勻變化的一種裝置。調節器分爲機械的與電氣的兩種。在機械調節中，均勻性是利用機械裝置，例如從手柄到儀器作緩慢轉動的機械裝置（大輪和小輪）而獲得的。在電氣調節中，均勻性是利用特製的小可變電容與小可變電感而獲得的。一個小的可變電容與一個大電容並聯（或在大電感上串聯一個小電感）可以使得廻路的總電容（或總電感）得到非常均勻的變化。

【弗克、浦朗克方程式】（ Fokker-Planck equation ）

在完全離子化的離子體中，電子和離子做小角度的庫倫碰撞，此時將波茲曼方程式對粒子的分佈函數展開所成的方程式，結果以那些碰撞可以由包含動力摩擦和速度空間之擴散的各項表示。

【弗路德數】（ Froude's number ）

在液體自由表面附近運動的幾何形狀相似的物體，若其無因次數 V

$/\sqrt{gl}$ 相同，則運動方式在力學上甚爲相似，但 l 表示物體的代表性長度，g 爲重力加速度，V 爲速度。$V/\sqrt{gl}$ 稱爲弗路德數。換言之，若將長度及時間的單位適當改變，則運動狀態在數值上可完全相同地表示，這叫做弗路德相似定律，可用於由船模實驗結果推想實物時的結果。

【必奧、沙瓦定律】(Biot-Savart law)

用安培定律計算電流所生磁場，只有在電流分佈甚爲對稱，極易計算線積分

$$\oint \vec{B}\cdot d\vec{l}=\mu_0 i$$

時，才能獲得結果。因此實際上難以使用安培定律，只在有限情形可用，例如長直導線上電流所生的磁場。一般情形則用必奧、沙瓦定律計算。設任一彎曲導線上電流爲 i，取線基素 $d\vec{l}$，其方向爲沿導線的切線電流流動的方向（如圖 5 — 73 ）。計算電流基素 $i\ d\vec{l}$ 在點 P 所生的磁感應 $d\vec{B}$，則

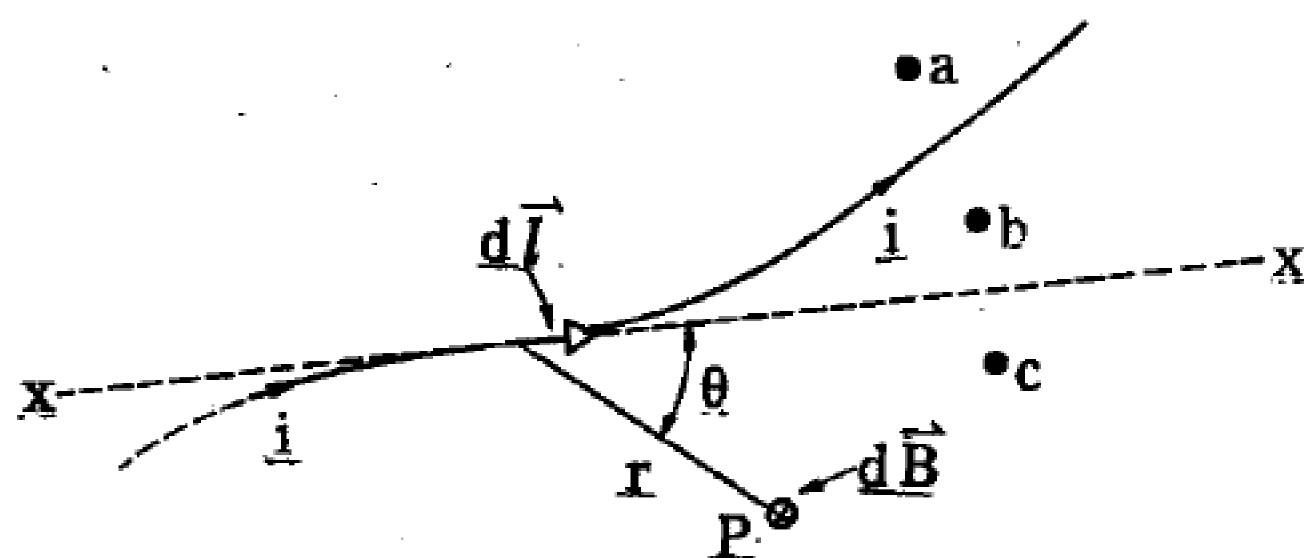


圖 5 — 73　電流基素 $d\vec{l}$ 在點P所生之磁場 $d\vec{B}$

$$d\vec{B}=\frac{\mu_0 i}{4\pi}\ \frac{d\vec{l}\times\vec{r}}{r^3}$$

$\vec{r}$ 爲由此基素至點 $\vec{P}$ 的位移向量，$d\vec{B}$ 的方向爲向量 $d\vec{l}\times\vec{r}$ 的方向。這是必奧、沙瓦定律的向量形式，$d\vec{B}$ 的大小爲

$$dB=\frac{\mu_0 i}{4\pi}\ \frac{dl\sin\theta}{r^2}$$

式中 θ 爲位移向量 $\vec{r}$ 與基素 $d\vec{l}$ 之間的夾角。這式描述電流基素所生磁場的平方反比定律，與電學中的庫倫定律相當，庫倫定律爲描述電荷基素所生電場的平方反比定律。

導線在點 P 所生的合成磁場可積分 $d\vec{B}$ 而得，即

$$\vec{B} = \int d\vec{B}$$

此積分爲向量積分。利用必奧、沙瓦定律求長直導線上電流 i 所生的磁場 $\vec{B}$，其結果就是安培定律，即

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{i}{R}$$

式中 R 爲導線至點 P 的距離，磁場方向由右手定則定之。

【打字電報機】(Teletypewriter)

打字機與發射機用機械連繫（收方相同），故發方發出之電文，對方卽時可收到。

【打擊中心】(Center of percussion)

爲剛體（如球拍或球棒）上的一特定點，當外來衝力垂直作用於該點時，懸點（或握點）不會產生衝力性的反作用力。由這特性可求得

$$k^2 = as$$

式中 a、k、s 分別爲打擊中心至質心的距離、廻轉半徑、懸(握)點至質心的距離。

【斥力】(Force of repulsion)

荷同性質的電荷，彼此排斥。其所產生之力，稱爲斥力。

【甲乙電源】(AB power pack)

供給電子管各電極使用的高低壓電源。

【甲電池】(A-battery)

供給電子管中燈絲用的電源。通常有蓄電池（ *storage battery* ）和乾電池（ *dry cell* ）兩種。

【甲類功率放大器】(A-power amplifier)

甲類功率放大器常被用在聲頻功率放大方面，這當然是由於甲類放大器的逼眞度高。如果將甲類放大器的控制柵偏壓及屏極直流作用電壓稍加改變，就成爲甲乙類放大器或乙類放大器。聲頻放大器中，最後一

級的功率放大器，通常是需要向揚聲器的音圈（*voice coil*）提供足夠的功率，將聲頻信號電波經揚聲器變為人耳可聽得見的聲波。應用在這方面，使揚聲器音圈產生較大的運動，所需的功率較電壓更重要，因此最後一級放大器的主要目的是功率放大。通常，設計功率放大用的電子管時，只著重在功率的有效放大方面，而將電壓放大的條件都完全犧牲了。功率放大用電子管，需具有高屏極電流、高電壓、高互導、低放大因數及相當小的屏極內阻。無論三極管、五極管或束射管都可作甲類功率放大器用。三極管甲類放大器所產生的失眞小，但效率小，所以輸出的功率也就低。在五極管甲類放大器，即使輸入信號小，輸出功率也較大，但失眞也大。束射管甲類放大器的輸出功率更大，效率也較三極管及五極管的甲類放大器為高，失眞程度與五極管甲類放大器差不多。雖然高逼眞放大器的設計者，多喜歡用三極管或五極管，但束射管在這方面的應用，也相當普遍，這是由於束射管的功率輸出較三極管大。如果將束射管用在負反饋式的推挽電路中，束射管所引起的失眞，就可藉負反饋作用而降低。

雖然負載電阻的輸出功率，可以很簡單的從電流的均方根值與電壓的均方根值之乘積得到，但也可由最大屏極電流（I_{max}）、最大屏極電壓（E_{max}）、最小屏極電流（I_{min}）及最小屏極電壓（E_{min}）的值求得。甲類放大器輸出功率的近似值公式如下：

$$輸出功率=\frac{(I_{max}-I_{min})\times(E_{max}-E_{min})}{8}$$

由上式可求得電子管甲類放大器的輸出功率：

$$輸出功率=\frac{(0.119-0.012)\times(365-105)}{8}$$

$$=3.48\text{ 瓦特}$$

雖然任何人都可聽到由電子管功率放大器推動揚聲器而發出的聲音，

但如果利用兩個電子管構成推挽式功率放大器，就可使輸出功率加倍。

【未飽和】(Unsaturation)

在一定溫度下，液面上蒸氣的密度和氣壓尚未達其飽和狀態的數值時，稱蒸氣在未飽和狀態下。未飽和很容易因液面分子的蒸發而達飽和。

【未調射頻放大器】(Untuned R.F. amplifier)

由天線至射頻級之輸入電路，不使用調整迴路。

【末端漏電】(End leakage)

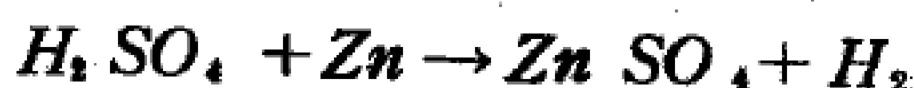
在絕緣體表面之塵灰與濕氣混合，構成低阻層與絕緣物並聯，作爲漏電的道路。

【本生光度計】(Bunsen photometer)

測定光度的儀器，叫做光度計。最簡便之光度計爲本生光度計。

【本生電池】(Bunsen cell)

本生電池係一圓筒狀的鋅板，立於盛有稀硫酸的容器內，而置一盛有濃硝酸 (HNO_3) 的素燒瓷筒於其中，更有一碳棒立於素燒瓷筒中而成。碳棒爲陽極；鋅板爲陰極。其中之化學作用如下：



$$H_2SO_4 + Zn \rightarrow ZnSO_4 + H_2$$

即鋅與硫酸作用發生氫，氫氣透過素燒瓷筒授陽電於碳棒，而與硝酸作用，使之分解爲水與二氧化氮：



$$2HNO_3 + H_2 \rightarrow 2H_2O + 2NO_2$$

【本生燈】(Bunsen burner)

本生燈如圖 5 — 74 ，爲獲得鹼金屬、鹼土金屬等光譜時最簡便光源。

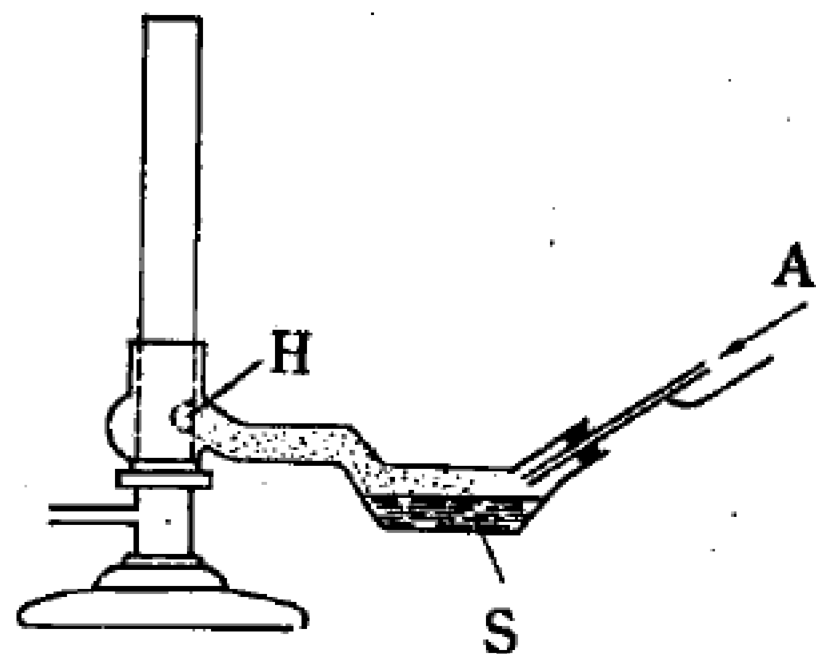


圖 5 — 74 本生燈

【本宇宙羣】(Local group)

在寬廣遼闊的宇宙中間，我們的島宇宙只是另一個更大的天體集團中的一員。這一集團稱之爲“本宇宙羣”(其中包括

了十七個以上的星辰系統，各個以重力相聯結，其半徑爲一百五十萬光年。在這廣大的超級系統一端的近旁，運行著銀河的光輪，而在另一端上則是其姊妹島宇宙，巨大旋渦狀的仙女座島宇宙（*Andromeda*）。

我們如果站在離太陽六十八萬四千光年之處，沿著本宇宙羣的長軸，向著遠方空中的仙女座島宇宙處望去，則可見到下面的景象：距離最近的星辰系統爲兩塊麥哲倫雲（*Magellanic cloud*），那是兩個奇特而無一定形狀的島宇宙，很像是銀河的衞星。在這兩塊麥哲倫雲中間，不過距離更遠處，旋轉著一個小小的島宇宙；這一個細小的火輪，簡稱爲N.G.C.598（N.G.C.爲新編普通星雲表*New General Catalogue* 之縮寫）。遙遠的仙女座島宇宙在星空中暗黑的深淵中燃燒著，也像銀河一樣，有球狀星團點綴其間，還有少數幾個衞星島宇宙陪伴著。

除了這幾個星辰系統以外，本宇宙羣還包含有六個小型的橢圓島宇宙，這些島宇宙中並沒有旋渦分臂，而且很少塵雲或氣雲，此外還有像麥哲倫雲般不成形的輕紗狀星辰和三個遙遠的旋渦島宇宙，在廣大的空隙中稀疏地分佈著。這些天體雖然距離遙遠，但卻也以神祕的重力互相聯結，並繞著一個位於仙女座島宇宙與銀河之間的中心而常年旋轉。

【本式電脈衝發生器】（Sampling pulse generator）

彩色電視控制水平同期脈衝的電路。

【本島宇宙】（The galaxy）

本島宇宙又稱爲銀河系。銀河包含了一大羣太陽、星域、星團與氣雲，構成了島宇宙中的可見部分，而我們的太陽系則在這島宇宙裏運動。我們之所以不容易瞭解銀河的構造，是因爲我們身在其中的緣故。可是，在前世紀裏，天文學家們已經破除了在地球上觀察遠近時所受的種種限制，因而知道，我們所看到的銀河，實際上只是一個透鏡狀龐大星羣的內部圓弧，而這一龐大星羣則與外層空間中的各島宇宙正相類似。地球的位置離開我們的島宇宙的中心約有三萬光年，所以從地球上看去

，我們只能看到這島宇宙中數十萬萬星球中的一部分。我們的島宇宙，其全部直徑爲一萬萬光年，我們所見者，僅及其片段而已。

我們這島宇宙中的大部分物質——恆星，暗黑的由氣體與塵埃構成的雲塊——都位居於銀河的主要圓盤及其密切盤繞的旋渦分臂以內。島宇宙轉動著，每二萬萬年時間完成一次廻轉，它把地球與太陽帶著一起旋轉，其速率約爲每小時六十萬哩。當它在空間裏飛行之時，這一塊巨大的圓盤還帶領著一大羣外圍的球狀星團（*globular clusters*），每一星團中包括有數十萬星辰，每一星團都雜亂無章地繞著島宇宙中心而轉動。銀河及其四周的球狀星團，就構成了天文學家所稱的本島宇宙。

【本影】（Umbra）

光源上的所有光線都不能到達的暗黑部分，稱爲本影。本影之形成有下列三種情況：

1. 一不透明體接受點狀光源（即小到可視作一點之光源），如燭光、電燈或弧光燈在較遠之距離照射，即得一投影。設此投影物體爲不透明之圓盤或球，其向光源之面必被照明，背光部分則形成無光地帶，即沒有光線進入之黑暗影區。置一活動之幕於影區中，即窺知影區之界限，係自光源出發而與投影物體相切之諸直線所圍成。在此幕上更可看出，由點狀光源向一物體投射所成之影，其輪廓乃黑白分明，此黑暗處即謂之本影。

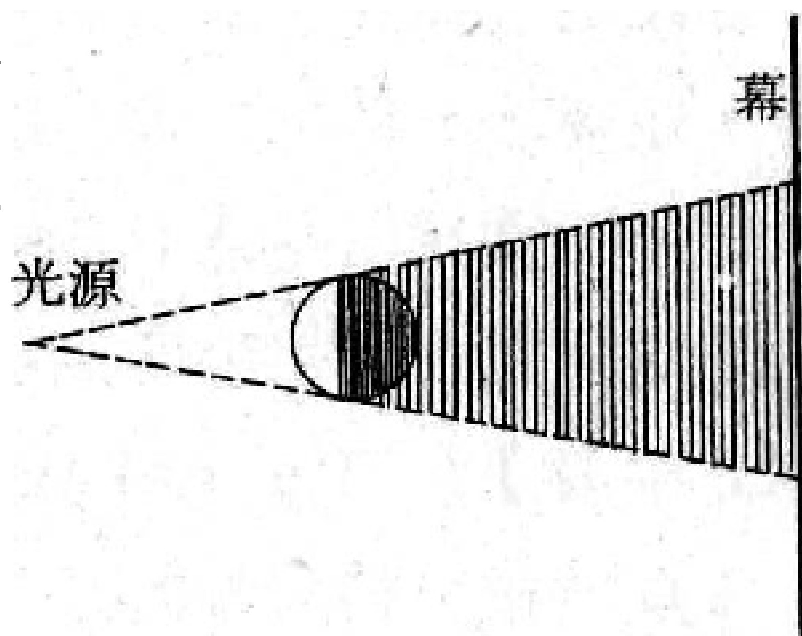


圖 5 — 75　點狀光源之投影

2. 如用一個乳色玻璃罩罩在電燈泡外面，便可造成較大之光源。這樣一來，觀察者所見發光面上每一發光點，必將在被照體後面各自造成一個影區，而所有這些影區共有之範圍根本不會受到光之侵入。亦即

爲本影U。如圖 5 — 76 所 示，爲一球體或與光線進行方向垂直之圓盤，則所生本影便爲一開濶狀之圓錐形。在幕上可見本影的四周，已接受或多或少自光源發射之光。如此環繞於本影者稱爲半影H；在半影區與完全受照地區之間並無十分顯著的界限可言。

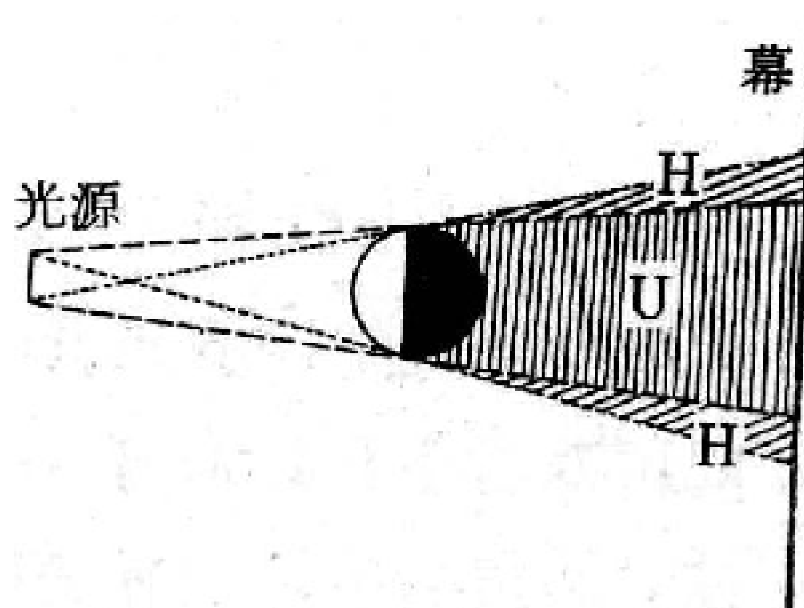


圖 5 — 76　較大光源之投影

3. 設投影體之受照橫截面小於光源之發光面，如圖 5 — 77 所示，則本影之橫面將隨受照體距離之增加而越來越小。在S附近到了一定距離，本影即將完全消失，然而半影則愈益擴張；如再用活動幕作爲承影面，更易於看出這種情形。

【本徵狀態】(Eigenstate)

謂$\psi(r, t)$代表一量子力學系統的狀態函數，若$\psi(r, t)$爲運算子A的本徵狀態，則$\psi(r, t)$適合$A\psi(r, t)=a\psi(r, t)$，其中a爲一實數。

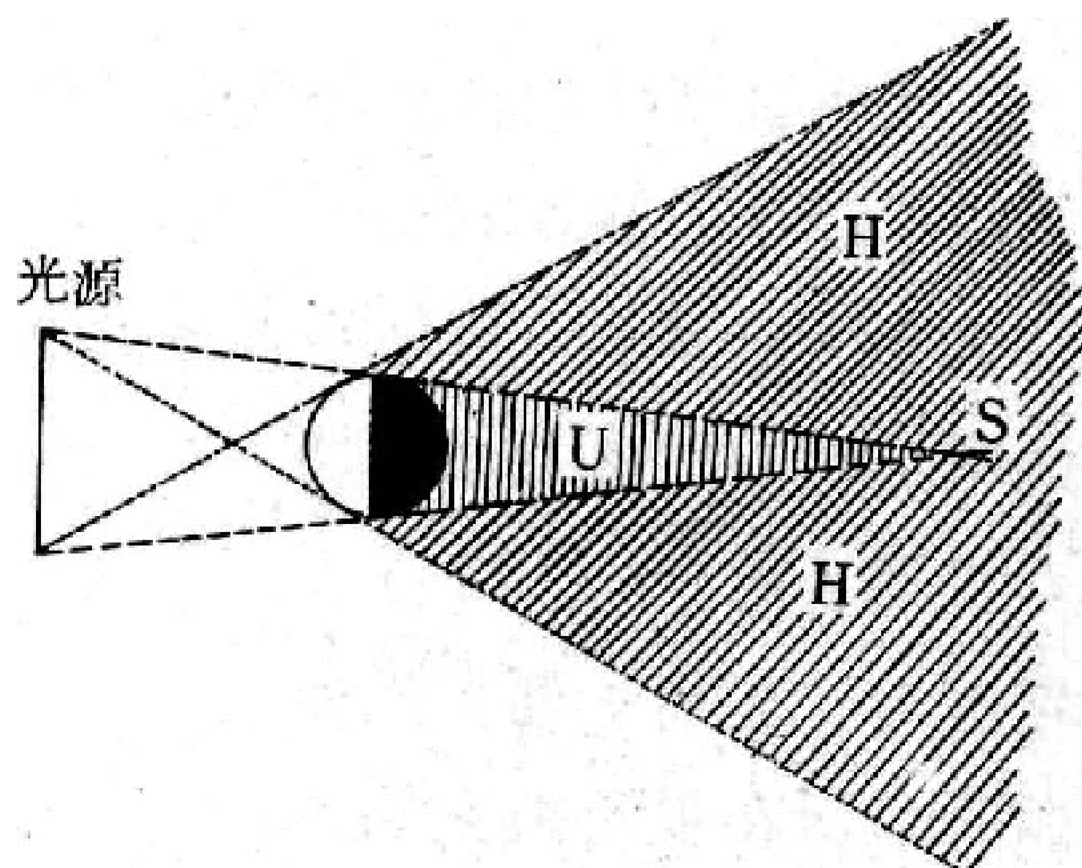


圖 5 — 77
本影U在S後面由縮小以至消失之情形

【本徵值和本徵向量】(Eigenvalues and eigenvectors)

對於一線性算符A，如滿足下式：

$$A\,|\,n> = a_n\,|\,n>$$

則a_n爲一數值，稱爲本徵值，$|\,n>$爲向量，稱爲算符A本徵值爲a_n的本徵向量。在量子力學中，可量度的物理量，均可用厄米特算符表示，由數學上得知這類算符的本徵值爲實數，本徵值不同的本徵向量互相垂直。因此在量度之時，可知量爲實數，又因爲本徵向量是互相垂

直，所以量度時互不干涉。這些互相垂直的本徵向量構成一完全的向量集，在一物理系統中，任何狀態可以寫爲此完全向量集之線性組合。

【本機振盪】(Local oscillation)

指超外差機中本機振盪器的振盪。

【本機振盪器】(Local oscillator)

外差法或超外差法收音機中所設置之振盪器，稱爲本機振盪器。用以使振盪器產生之高週率，與外來電波之週率成差頻者。

【本機控制】(Local control)

發射機控制法之一，控制作用由發射機本身完成。

【本壓密度】(Orthobaric densities)

在任何溫度下與飽和蒸氣壓平衡的液體密度。

【本體極跡】(Polhode)

太陽、月球及行星作用於地球之力實際上是作用於質量中心，因而對地球質量中心之力矩實爲零（實際上有一小力矩），地球並非一正圓，而有點兒梨狀，且現在並不繞主軸轉動，故地球轉軸對地球而言並非固定。

如圖 5 — 78 所示，爲 1931 至 1935 年間，地球轉軸之北方交截點所走之路線，稱爲本體極跡，因還牽涉到其他因素，曲線的形狀有點不規則，但曲線之直

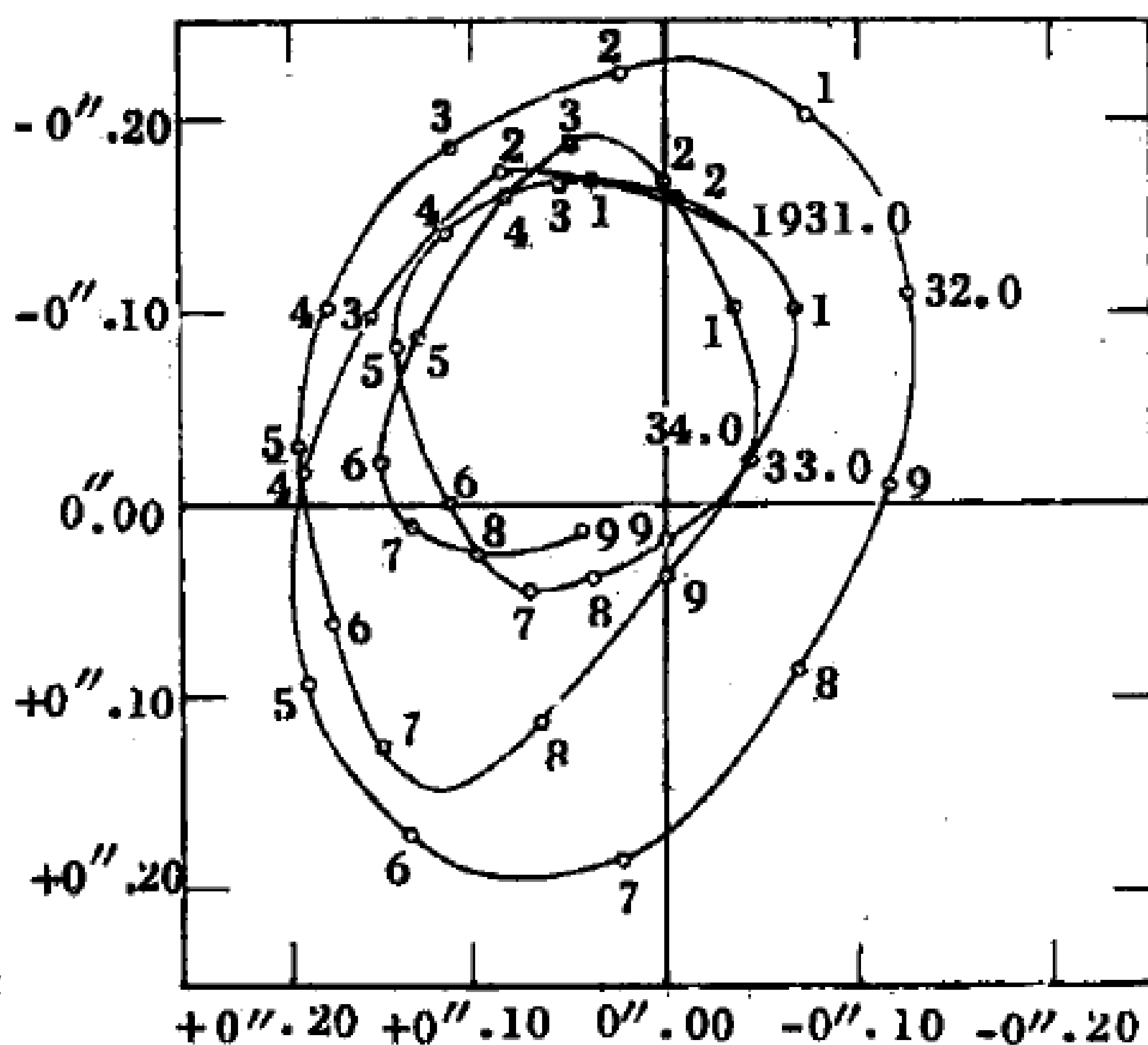


圖 5 — 78

在 1931 — 1935 年期間地球轉軸之路徑

徑並不超過 15 米，而軸之廻轉週期大約爲 427 日。

【正力矩】(Positive moment of force)

就是使物體產生反時針旋轉的力矩。所謂反時針旋轉是指以支點爲中心使物體與鐘錶之針所行方向相反的運動而言。

【正孔】(Positive hole)

在絕對零度以外之溫度，眞性半導體中常有少數電子，因熱能而自其最上方之滿帶（價電子帶）升至傳導帶上，價電子帶因此而有空位。此諸空位因係由電子所遺下之孔，且因具有效之正電荷，故通稱之爲正孔。此時若施以外電場，在外電場之影響作用下，則進入傳導帶的電子及價電子帶上的正孔皆能參與導電。對於正孔能參與導電之事，可解釋如下：當一電子升入傳導帶時，該電子即遺下一個正孔於價電子帶上，在外電場之影響作用下，鄰近之電子可以跳入此正孔上，鄰近電子原據之位置遂爲一正孔，原來之正孔不復存在，另一電子又可跳入新生的正孔上， 者可依此類推。於是，在外電場之影響作用下，正孔即向電子運動方向的反向遷移，正與放電中之正游子運動相若，而形成電流。此項由正孔之遷移而生的電流，與由傳導帶上的電子所產生之電流爲同向，二者係一併發生。在此尙要注意者，正孔亦能產生於絕緣體中 當一絕緣體被紫外光或 X 射線或微質點射線照射時，在滿帶中將有少數電子因光能而被激發至傳導帶上，於是價電子帶上即生正孔。若在此時隨著射線之投射並施以外電場，則此絕緣體亦可導電。當射線之照射停止時，原爲光能而被激發至傳導帶上之電子，即自傳導帶返回原先之能帶上，再與正孔結合，此絕緣體遂又返回其正常狀態，並失去導電性。於是，絕緣體因光能之刺激所生之電流，一俟照射停止，即告消失。

在實驗上有一哈爾效應(*Hall effect*) ，從考察此效應之實驗結果，可以推定電流爲正質點所搬運或爲負質點所搬運。根據分析的結果，正孔確能參與導電，故哈爾效應爲正孔參與導電之有力根據。

【正切】(Normal cut)

晶體割切法之一。

【正切電流計】(Tangent galvanometer)

一正切電流計有一含有N圈載有電流I的圓形線圈(圖5—79)，它是被放置在一磁場B的區域內，使線圈的某一直徑與B平行。在線圈的中心處，電流I產生一磁場

$$B' = \frac{\mu_0 I}{2a}$$

因線圈的匝數爲N，故在中心處的總磁場爲

$$B' = \frac{\mu_0 IN}{2a}$$

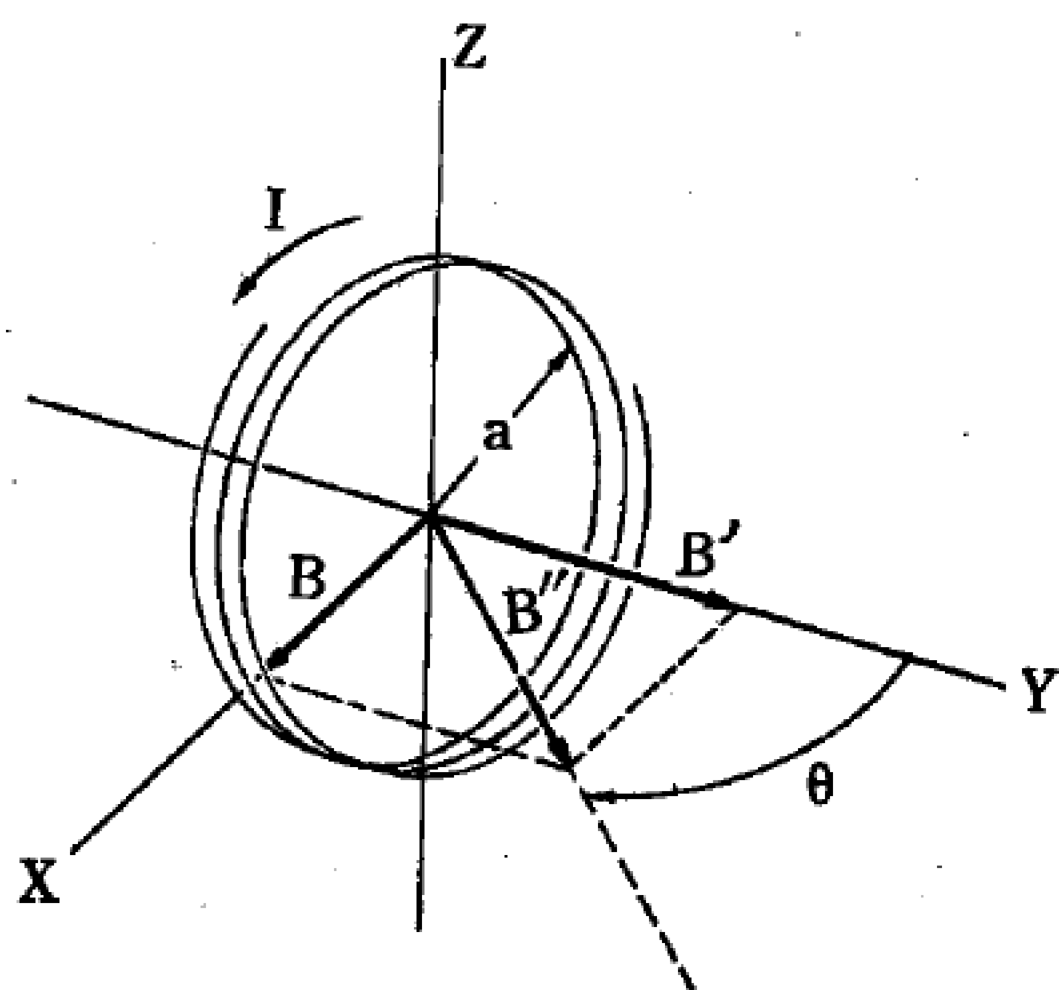


圖 5 — 79　正切電流計

因此在線圈中心處的合磁場B''與線圈的軸線夾一角度θ，表爲

$$\tan\theta = \frac{B}{B'} = \frac{2aB}{\mu_0 IN}$$

因此假如在線圈中心處放置一小磁針，則此磁針將發生轉動，並靜止在與軸線成θ角度的平衡位置，如果已知電流I的值，即可量度外施磁場B的大小。反之，如果已知磁場B，就可量度電流I。通常B爲地球的磁場。欲作精確的量度，必須考慮磁針的有限長度而予上式以修正，乃因作用於磁針的磁場，並不是眞正位於中心的磁場。“正切電流計”係因上式所表的三角函數而得名。

【正方晶系】(Tetragonal crystal system)

爲七類晶系中的一類，其晶體二邊的晶軸等長，其長度爲a，第三邊之晶軸長度爲c，與a不等，全體成直角互交，亦即

$$a_1 = a_2 = a \neq c \qquad \alpha = \beta = \gamma = 90°$$

【正反饋】(Positive feedback)

反饋作用是使放大量增加或引起振盪者稱之。

【正功】(Positive work)

作用力對物體所做之功稱之。如物體下落爲引力對此物體作負功；又如馬拉車，就馬而言，其對車所作之功爲正功。

但就車而言，馬前進方向與車的抵抗力相反，故車對馬所作之功爲負功。

因爲作用力與反作用力恆相等，故正功與負功亦等。功僅有大小正負之分，無方向可言，故爲無向量。

【正目鏡】(Positive eyepiece)

謂置於從物鏡看來是實際像位置的目鏡，如冉士登目鏡。

【正交平面波】(Orthogonalized plane wave)

正交平面波首先由哈林 (*Herring*) 提出，用以解釋電子在固態中的運動特性。

在毫無阻礙的情況下，一電子的運動情形可以看成作平面波動。可是當靠近離子核心時，布勞克函數的急驟變化可以用一組平面波的線性組合表示之。通常爲加速其收歛，常將平面波與under函數組合而構成一組新的函數，稱爲正交平面波 (*O.P.W.*)。

【正交性】(Orthogonality)

對任意二向量 $\vec{A}$、$\vec{B}$ 有 $\vec{A}\cdot\vec{B}=0$ 的性質稱之。

【正交矩陣】(Orthogonal matrix)

一 n 階正方矩陣 A，若

$$A\widetilde{A}=I$$

則稱 A 爲正交矩陣，由倒置矩陣的定義可知，若矩陣 A 爲正交矩陣，則 $\widetilde{A}=A^{-1}$。而且，因爲

$$det\ (A\widetilde{A})=1$$

即 $$[det(A)]^2 = 1$$

故 $$det(A) = \pm 1$$

【正交帶】(Perpendicular band)

詳閱 平行帶(*Parallel band*) "條。

【正交晶系】(Orthorhombic system)

正交晶系爲七類晶系中之一類。其三個晶軸互相垂直，但其長度並不相等，即 $\alpha = \beta = \gamma = 90°$，$a \neq b \neq c$，$\alpha$、$\beta$、$\gamma$ 爲三個晶軸的交角，a、b、c 爲單位晶胞的邊長。又正交晶系可以分成四種，分別以 P、C、I、F 表示之。每一種的單位晶格中有不同的原子數目，如圖 5 — 80 。

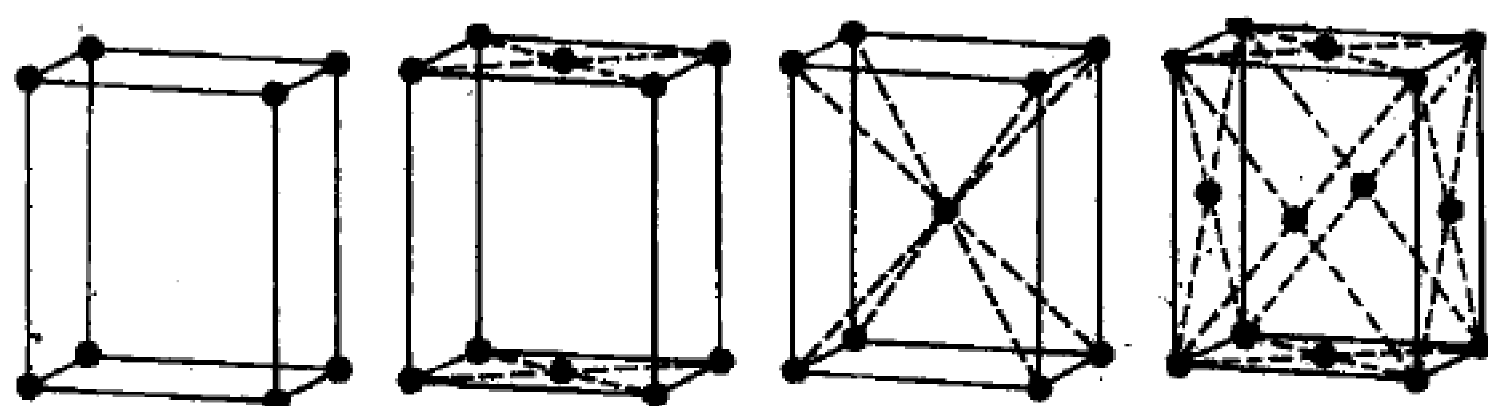


圖 5 — 80

【正交歸一關係】(Orthonormality relation)

設 $\{\varphi_n\}$ 爲一組函數，而 n 是離散的參數，則

$$(\varphi_n, \varphi_{n'}) = \delta_{nn'} \quad n、n' = 1, 2, 3, \cdots$$

稱爲 $\{\varphi_n\}$ 間的正交歸一關係。上式中 $(\varphi_n, \varphi_{n'})$ 表示 φ_n 與 $\varphi_{n'}$ 的純量積，及

$$\delta_{nn'} = \begin{cases} 0 & 若 \; n \neq n' \\ 1 & \quad\; n = n' \end{cases}$$

若一組函數有兩個參數，例如 $\{\varphi_{nm}\}$，則其正交歸一關係是上式的推廣，即

$$(\varphi_{nm}, \varphi_{n'm'}) = \delta_{nn'}\,\delta_{mm'}$$

此類函數稱爲正交函數全集。

在量子力學中，函數的歸一與機率的定義有關，因此要求波函數的歸一化。正交的兩波函數表示完全分離的二物理系統。正交歸一的一組

函數構成有限維度或無限維度空間，後者與希伯特空間相連

若一組函數是連續參數，例如$\varphi(\rho)$或$\varphi(\rho,\nu)$，則正交歸一關係分別為

$$[\varphi(\rho),\varphi(\rho')]=\delta(\rho-\rho')$$

及

$$[\varphi(\rho,\nu),\varphi(\rho',\nu')]=\delta(\rho-\rho')\,\delta(\nu-\nu')$$

式$\delta(\rho-\rho')$及$\delta(\nu-\nu')$為狄悅克的δ函數，有下列性質：

$$\delta(x)=\begin{cases}0 & x\neq 0\\ \infty & x=0\end{cases}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty}\delta(x)\,dx=1$$

$$\int_{-\infty}^{\infty}\varphi(x)\,\delta(x-a)\,dx=\varphi(a)$$

此外，一組函數的參數可以是離散和連續的混合，則其正交歸一關係為

$$[\varphi_n(\rho),\varphi_{n'}(\rho')]=\delta_{nn'}\,\delta(\rho-\rho')$$

【正交變換】(Orthogonal transformation)

為一線性變換，設

$$x_1'=a_{11}x_1+a_{12}x_2+a_{13}x_3$$

$$x_2'=a_{21}x_1+a_{22}x_2+a_{23}x_3$$

$$x_3'=a_{31}x_1+a_{32}x_2+a_{33}x_3$$

若為正交變換，則

$$\Sigma\, a_{ij}a_{ik}=\delta_{jk}$$

其中j、$k=1,2,3$，當$j=k$，$\delta_{jk}=1$；當$j\neq k$，$\delta_{jk}=0$。

【正向發射】(Positive transmission)

電視發射乃根據發射電力增加，而增加亮度者稱之。

【正向碰撞】(Direct impact or direct collision)

碰撞前之運動路線與通過靶質量中心所成的距離b，叫做撞擊參數，當$b=0$時，即為正向碰撞。

【正弦曲線】(Curve of sine)

交流電流或電壓，其極性爲按期交換，其數量是瞬變的，多數交流電的波形均視爲正弦波，故記錄電流或電壓強度的曲線，常稱爲正弦曲線。

【正弦波】(Sine wave)

波的擾動 ξ 可以表示爲一正弦函數者，即爲正弦波：

$$\xi = A \sin \omega \left(t - \frac{x}{V} \right)$$

式中 ω 爲角頻率，V 爲波速。常見的電磁波即爲正弦波。

【正弦振動】(Sine oscillation)

振動質點離開出發位置之距離，可以下列公式表示其變動情形：$y = a \times \sin \left(\frac{2\pi}{T} \times t \right)$。式中之 a 代表振幅，T 代表振動週期，t 爲從振動開始算起所經歷之時間。

根據這一振動定律，可見水質點受波動襲擊時所發生之振動乃是一種正弦振動或諧和振動。另如彈性螺簧之振動、擺之振動、發音體（彈簧片、弦線、鼓膜）之振動以及空氣質點在傳播聲音時的振動等都是正弦振動。

個別水質點在時間方面順序發生的振動狀況，或是毗鄰諸質點振動時在空間方面之排列情形，若以圖形來表示時，結果均爲一正弦曲線。

大多數電子管振盪器所產生的也幾乎是正弦的振動（如圖 5—81）。

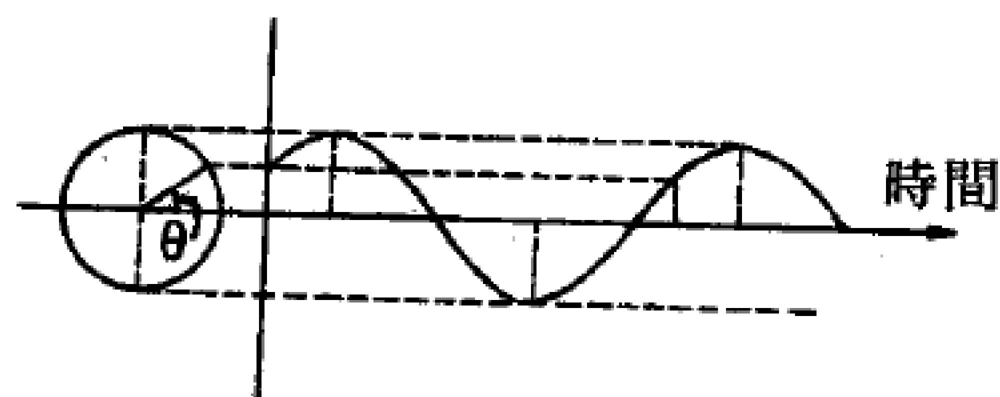


圖 5 — 81

【正屏】(Positive plate)

指帶陽性電荷的屏。

【正柵】(Positive grid)

柵極對陰極爲正時的柵極。

【正柵振盪器】(Positive grid oscillator)

爲一個三極振盪器，能產生 5,000 *MC* 頻率者，名 *Barkhausen-kurtz* 管。

【正則運動方程式】(Canonical equation of motion)

古典力學中以漢彌頓函數表示的運動方程式：

$$\frac{dp_i}{dt}=-\frac{\partial H}{\partial q_i}$$

$$\frac{dq_i}{dt}=\frac{\partial H}{\partial p_i}$$

式中 q_i 爲第 i 個廣義坐標，p_i 爲其對應的廣義動量，H 爲漢彌頓函數：

$$H=\sum_{i=1}^{n} p_i \dot{q}_i - L$$

n 爲自由度。故自由度爲 n 的系統具有 2 n 個上述正則運動方程式。

正則運動方程式又稱爲漢彌頓運動方程式。

參閱"漢彌頓函數(*Hamiltonian function*)"條。

【正則變換】(Canonical transformation)

從一組共通的坐標系變換到另一組共通的坐標系，仍適合正則運動方程式的變換。

【正則變數】(Canonical conjugate variables)

正則一詞係用以描述一函數或方程式的標準形式，特別是在形式簡單的時候，例如正則矩陣卽指主對角線上的元素不爲零的矩陣。

在研討質點的動力學時，出現在漢彌頓函數 $H(q_i,p_i)$ 中的廣義坐標 q_i 及其對應的廣義動量 p_i，卽成爲正則共軛變數。因爲漢彌頓函數可寫成下述簡單形式

$$H(q_i,p_i)=\Sigma q_i p_i - L(q_i,\dot{p}_i)$$

式中 $L(q_i,\dot{p}_i)$ 爲拉格朗函數。由此可得動力系統的運動方程式：

$$\dot{p}_i=-\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad 及 \quad \dot{q}_i=+\frac{\partial H}{\partial p_i}$$

這兩組方程式，即形成一階的漢彌頓正則方程式。

【正負電子偶】(Positronium)

當一正電子進入物質而減速時，它可以與一電子組合成一系統，稱為正負電子偶，在結合放射毀滅輻射前，能維持一可量度的時間。我們可以將正負電子偶視為像氫一樣的原子，其中有正負電子各一，在波爾軌道上繞兩者的質量中心轉動，由於質量相等，所以此中心正好在兩者的正中央。這是一個異於尋常的原子，它沒有原子核，原子序 $Z = 0$，質量數 $A = 0$，總質量 $M = 2m_e$。

正負電子偶的最低波爾軌道是 $n = 1$，$l = 0$，所以是一 S 態，然而由於質點的自旋，仍然有精細結構。當兩自旋反平行時，此原子在 ^1S 態，能階較低，壽命為 1.25×10^{-10} 秒；當自旋平行時，此原子在 ^3S 態，能階較高，壽命為 1.4×10^{-7} 秒。三重態 ^3S 是一介穩態，比獨態 ^1S 的壽命要長得多。正負電子結合放射毀滅輻射時，獨態同時放出二個 γ 射線的光子，三重態同時放出三個 γ 射線的光子。正負電子偶的首次實驗證明是在 1951 年，為德區 (*Deutsch*) 所獲得。他觀察得由鈉 -23 放射正電子及毀滅光子出現間的時間延遲，由此證實正負電子偶的存在。

【正型鍺】(Positive-type germanium)

亦稱為 P 型鍺。鍺中加入少量的鋁，當一個鋁原子佔據了一個晶格上的位置後，會使鄰近諸原子中取去一個電子，而在這個鍺原子處留下一個“洞”。這個“洞”有時由其他鍺原子中的電子作補充，而又在這新的鍺原子中留下一個“洞”。如此連續下去，好像這個“洞”在移動。也就是說，在鍺半導體中，打入一個鋁原子，就好像加入一個正電荷似的。這種鍺叫做正型鍺，如圖 5 — 82 所示。

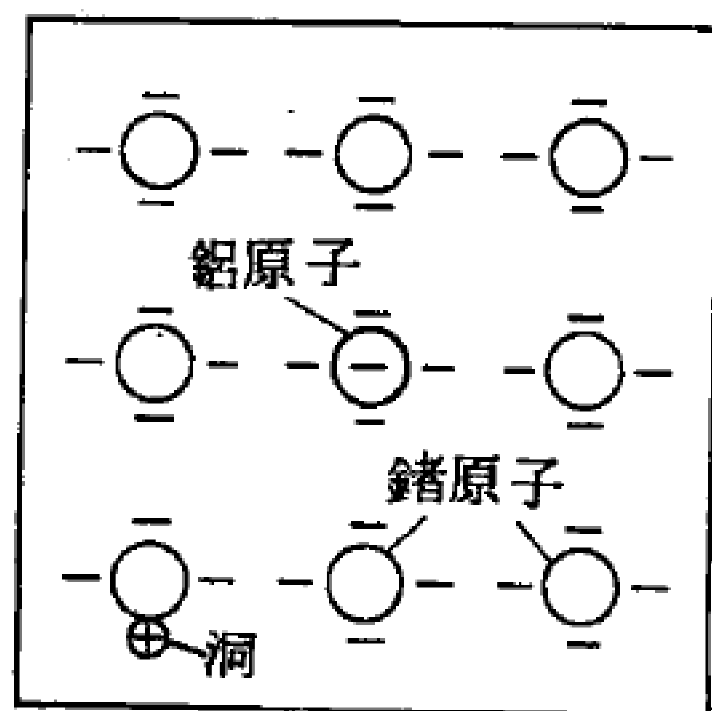


圖 5 — 82　正型鍺

【正氦】(Orthohelium)

氦原子有兩個電子，如其兩電子的自旋向量爲平行向時，即$m_s^{(1)} = m_s^{(2)} = \pm\frac{1}{2}$(↑↑或↓↓)時，稱此氦原子爲正態的氦原子。

根據庖立不相容原理，當氦原子的兩電子，其量子數n、l及m_l皆相同時(例如$n = 1$，$l = m_l = 0$)，則m_s的值不能完全相同，即如$m_s^{(1)} = \frac{1}{2}$時，$m_s^{(2)} = -\frac{1}{2}$。在這種情形下，氦的光譜項均構成獨態(*singlet*)；如$^1S_0$ ($L = 0$，$S = 0$)，或$^1P_1$($L = 1$，$S = 0$)，或$^1D_2$ ($L = 2$，$S = 0$)等，這種情形稱爲仲態。但是，如兩電子數的主量子數不同，即當第一個電子在$1s$態第二個電子在$2s$態($n = 2$，$l = 0$)時，$m_s^{(1)} = m_s^{(2)} = \pm\frac{1}{2}$，並不與庖立原理相抵觸，這樣構成的光譜項爲三重態(*triplet*)；如$^3S_1$ ($L = 0$，$S = 1$)、$^3P_2$ ($L = 1$，$S = 1$)、$^3P_1$、$^3D_{3,2,1}$，等。這種狀態的氦原子稱爲正氦。

參閱“仲態(*Parastate*)”條。

【正氫】(Orthohydrogen)

處於正態的氫分子稱爲正氫。氫分子中有兩個氫原子，氫原子的原子核只含有一個質子，質子的自旋量子數爲$\frac{1}{2}$。當兩個氫原子核的自旋合向量不爲零時，稱此時的氫分子爲正態的氫分子；若總核自旋量子數爲零時，稱爲仲氫。

正氫與仲氫統計權重爲3：1。這兩種態的氫分子在低溫時的比熱不同，對中子的散射及電子譜帶也不相同。

常溫下氫氣之液化將導致一不安定的混合物。它會漸漸轉變成仲氫，捨去在過程中足夠的熱來蒸發所產生之70％的液態氫，這樣通常致使液態氫難以貯藏。正氫－仲氫系統附帶地是整體效應的第一個最好例子，它可歸因是一種平常難於觀察的粒子性質，如自旋。今天大部分的液態氫在液化過程中是將氫通過一催化劑，使發生正仲轉換(*ortho-para conversion*)。爲達此目的，最好的催化劑是一種已被分開妥

當的磁物質之粒子，如氧化鉻和氧化鐵，它們有一廣大的表面，在那上面氫分子能停留或被吸收。氧化鐵和氧化鉻磁鐵的出現使得氫原子的自旋方向容易成直線排列，調整正氫－仲氫的平衡比至一適當的比值，轉換的熱或能量會在液化器中被吸收。最後所得的差不多是很純的液態仲氫，易於貯藏而不會有大量揮發耗損之虞。

參閱“仲氫（*Parahydrogen*）”條。

【正常化波函數】（Normalized wave function）

電子的正確位置無法由實驗測知，只能預測在空間某一位置發現電子的機率（*probability*），或電子存在於空間某一位置的機率。這一機率爲

$$\Psi^*\Psi \text{ 或 } \Psi^2$$

Ψ爲描述電子的波函數。如Ψ含有虛數（$i=\sqrt{-1}$）則Ψ^*代表將Ψ中之i以$-i$取代後之函數。機率的最大值爲1，以氫原子的電子來說，在不同位置發現電子的機率可能不同，但在整個空間一定會發現這個電子，即在整個空間發現電子的機率等於1，寫成數學式爲

$$\int \Psi^*\Psi\, d\tau = 1$$

式中$d\tau$爲體積基量（*volume element*），$\Psi^*\Psi d\tau$代表在體積基量內發現電子的機率。故對整個空間積分，即在整個空間內發現電子的機率爲1。滿足此式的波函數叫做正常化波函數。

【正常放射】（Normal emission）

陰極溫度不變時，放射電子不受管內電極的電位而影響，稱爲正常放射。

【正常狀態】（Normal state）

原子在正常穩定狀態下，其內部爲最低能量狀態，稱爲正常狀態或基態（*ground state*）。

【正常則曼效應】（Normal Zeeman effect）

如對被激發的元素加以均勻的磁場，則其光譜線發生劈裂，即原來的一條譜線，在加上磁場後，會裂成數條。而且原來光譜線沒有偏振的情形，但劈裂的譜線卻有偏振性。最簡單的情形是所謂正常的則曼效應，量子力學中當 $s=0$ 時，從面對著磁場的方向看，原來的一條譜線會分成兩條，與原來的位置對稱，且爲圓偏振光，頻率較大的是右旋圓偏振，頻率較小的是左旋圓偏振。但從垂直磁場的方向看（如圖 5－83），就會分成三條線，一條和原來的頻率一樣，但卻是線偏振，偏振的方向與磁場平行；另兩條線的頻率與面對磁場方向看時，如圖5－83的兩條頻率一樣，不過其線偏振的方向卻與磁場垂直。

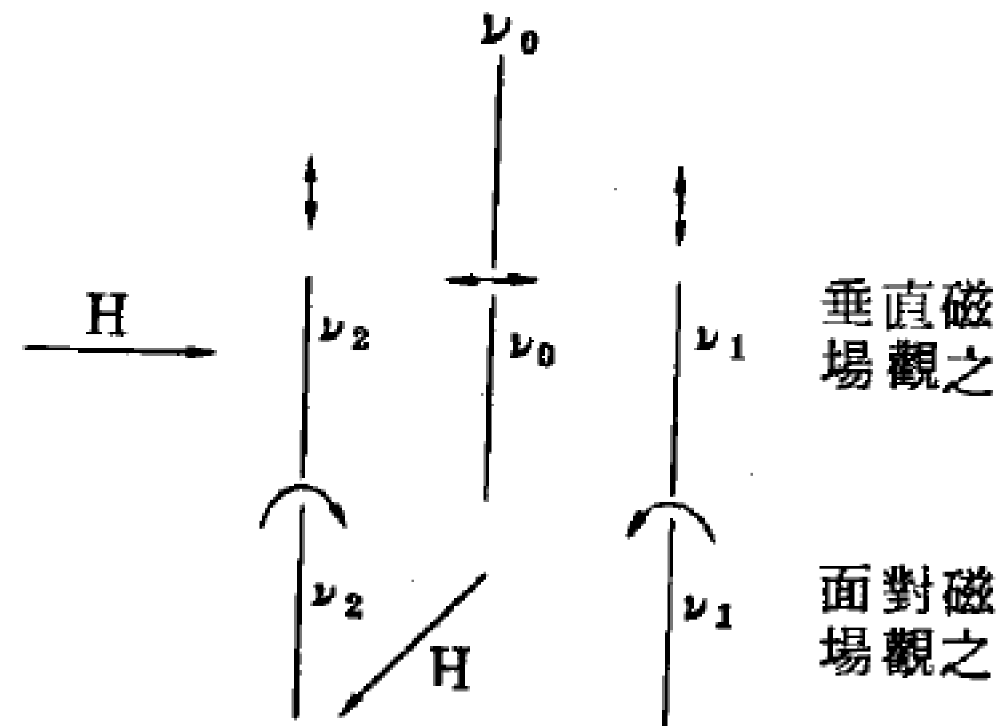


圖 5 － 83

現用量子力學予以解釋，當 $s=0$ 時，g 因數等於 1，因此則曼圖樣（圖 5－84；自 $J=3\rightarrow J=2$）中，包含三條各爲 $\Delta M=0$、$+1$ 和 -1 的等距譜線，而分開的 $\Delta\bar{\nu}=\Delta\nu/c=eH/4\pi m_e c^2$ $=4.6699\times10^{-5}H$（厘米$^{-1}$）。

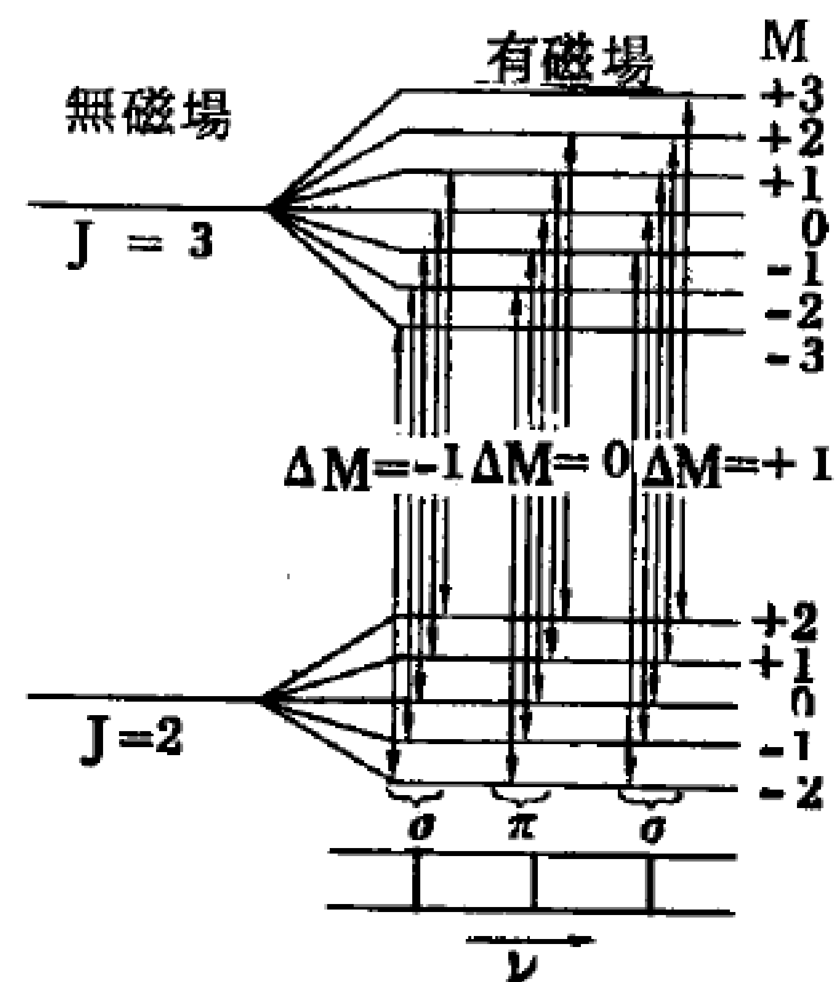


圖 5 － 84

【正常原子】（Normal atom）

即正原子。原子處於最安定最低能量之基態（*ground state*），無任何額外能量時，稱爲正常原子。

【正常過程】（Normal process）

在固態物理學中討論兩個以上的聲子或聲子與電子作用，如以三個聲子爲例，假定其動能分別爲 K_1、K_2 和 K_3，由於晶格的週期性，聲子及電子動能守恆律通常不是 $K_1+K_2=K_3$，而是 $K_1+K_2=K_3+G$，G

是反晶格常數。當$G=0$時，作用過程即稱爲正常過程，$G\neq 0$爲拍轉過程。這兩種過程並無基本上的區別。簡言之，正常過程有關的聲子或電子狀態都在第一布里元區裏，而拍轉過程的有關狀態則在鄰近之兩布里元區中。

【正偏壓】(Positive bias)

使電子管的柵對陰極爲正的電位。

【正視眼】(Emmetropia)

當此光學系統及眼睛之軸長能使由無窮遠處物標之光仍正確聚焦於網膜，而調節情形能完全適應，則此情況稱爲正視的(*emmetropic*)，而此眼睛稱爲正視眼。反之，不能有上述情況之眼睛稱爲非正視的 (*amet-ropic*)，而非正視眼又分爲三種：近視眼(*myopia*)、遠視眼(*hypermetropia*)及散光眼(*astigmatism*)。前兩種缺陷往往由於眼球之軸長有變化所致；而後者乃因眼睛之折射表面或多或少缺少球狀，大多數往往成爲角膜之表面。

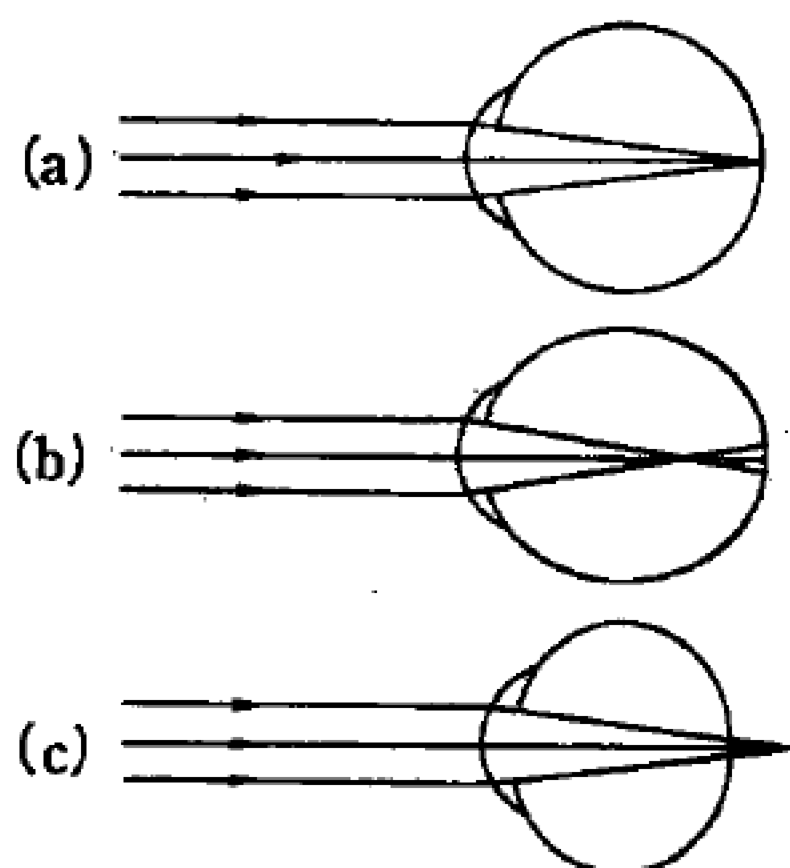


圖 5 — 85

如圖 5 — 85 說明(*a*)正視眼、(*b*)近視眼及(*c*)遠視眼之情形。

在近視眼情況下，眼睛之折射能力或其軸長太長，則由一極遠處物標而來之光聚焦在網膜之前方。在遠視眼或老花眼情況下，折射能力小或軸長又太小，則入射平行光聚焦於網膜之後。在亂視眼情況下，由一物點而來的折射光柱將在兩焦線內成物像，則使在網膜上佔任何位置，但均不能看清晰物標。

【正電】(Positive electricity)

玻璃與絲綢摩擦時，在玻璃生的電稱爲正電。正電又稱爲陽電。

【正電子】(Positron)

正電子爲電子的反粒子，爲1931年安得生在宇宙線中發現，亦爲狄悅克(*P.A.M.Dirac*)自相對論的波動方程式的性質所導出的結論，他預測正電子除其電荷爲正電之外，其他性質均和電子完全一樣，而爲電子之反粒子。其靜止質量爲0.911×10^{-27}克，相當於0.511 *MeV*。1932 年經實驗證實有正電子，此是理論的預測在先，實驗的證實在後，正電子成爲物理學中重要的角色。

當正電子和電子相遇時，就會毀滅而放出兩個光子(γ射線)。當γ射線的能量超過1.022 *MeV*後，也會成對產生電子和正電子，稱爲成對產生(*pair production*)。

$$\gamma\rightarrow e^{+}+e^{-}$$

參閱“反粒子(*Anti-particle*)”條。

【正電子形成理論】(Positron formation theory)

正電子形成理論卽爲質子→中子＋正電子＋微中子。

【正電子放射】(Positron emission)

爲質子轉變爲中子之一種方式，可以放出一個正電子。

【正電子放射情況】(Positron emission condition)

若$M(A)$是母元素的原子量，$M(B)$是產物的原子量，則正電子發射情況爲$M(A)-M(B)\geq 2m_0$，其中m_0是電子的靜質量。

【正電荷】(Positive electric charge)

以絲絹摩擦玻璃物體時所產生的電荷稱爲正電荷。電荷有兩種，以絲絹摩擦玻璃棒，再以長絲懸棒如圖5—86。若第二玻璃棒以絲絹摩擦後，持近第一棒經摩擦之端，則二棒會互相推斥。另外，以毛皮摩擦過的合成樹脂棒則會吸引玻璃棒，但毛皮摩擦的二合成樹脂棒卻互相排斥。合理的解釋是，每棒經摩擦後，棒上會產生電荷，上述二棒的電荷性質不同，相互作用而有排斥與吸引的現象。

第一位美國物理學家富蘭克林（ *Benjamin Franklin* ）將玻璃棒上的電荷稱爲正電荷，樹脂棒上者稱爲負電荷。

綜合上述實驗，結論爲同性電荷相排斥、異性電荷相吸引。任何物質以任何其他物質摩擦後，都會帶電，其電性的測定，可以將其與已知電性的玻璃棒或樹脂棒比較。

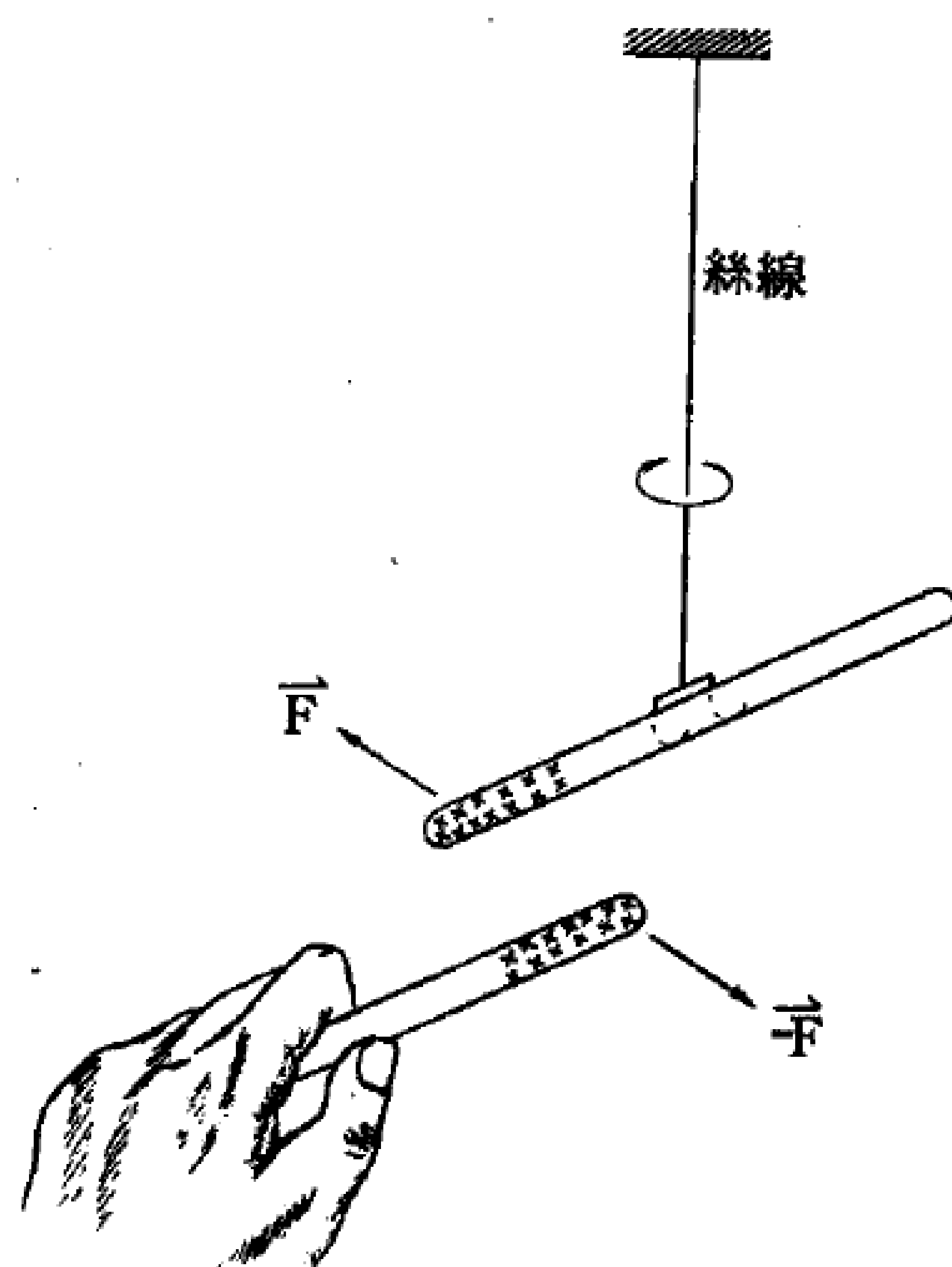


圖 5 — 86
帶正電荷的二玻璃棒互相排斥

【正電路斷路器】（ Breaker ）

點火系中中止電路的自動斷路器，用於發火時的斷接正電路。

【正電極】（ Positive electrode ）

失去負電子的電極。

【正溫度係數】（ Positive temperature coefficient ）

參閱“反應率溫度係數（ *Temperature coefficient of reactivity* ）”條。

【正態】（ Orthostate ）

可分兩種情形：

1. 在同核雙原子分子（例如氫分子）中，若核有自旋，則兩核自旋平行時爲正氫（ *orthohydrogen* ），其分子轉動量子數 J 必爲奇數；核自旋反向時爲仲氫（ *parahydrogen* ），分子轉動量子數必爲偶數。正氫的核自旋多重性爲三而仲氫爲一，故正氫在常溫時的濃度爲仲氫的三倍。但在低溫時以鉑爲催化劑，正氫可轉變爲仲氫，因仲氫的基態 $J=0$，較正氫的基態 $J=1$ 能量爲低。其他同核雙原子分子及多原子

分子中若核具有自旋，往往亦有這種情形。

2. 氦原子有兩個電子，電子在基態時的組態爲 ($1s$)^2，其自旋反向成對，$S=0$ 而爲獨態 ^1S。其最低之激發狀態中電子的組態爲 ($1s$)($2s$)，其自旋平行，故爲三重態 ^3S，三重態的氦原子不易轉變爲基態的氦原子，可視爲一種獨立之成分，有其本身特殊的光譜，仲氦 (*parahelium*) 爲在基態的氦，正氦 (*orthohelium*) 則爲三重態的氦原子。

【正端】(Positive terminal)

指電源的高電位電極。

【正像稜鏡】(Erecting prism)

正像稜鏡的形式如圖 5 — 87 所示之實線部分。此種稜鏡之反轉效果可完美表示之如下：畫出一單獨平行光線射向一直角稜鏡之斜邊，先射近 *A* 點，然後再漸次移動光線放映機 (用單一仄縫) 掃掠畫紙面，令入射光線射在斜邊上成平行。於是注意近 *A* 處之入射光線由近 *C* 處射出，而近 *B* 處之入射光在近 *D* 處射出 (所有光線能被 *AB* 及 *CD* 面折射，而在 *AD* 上全部內反射)，故產生一單向反轉 (*one-way reversal*)。若入射光線移至 *B* 以外，在第一表面上折射的光線則成內反射，而在 *CD* 表面上相遇，故不能在 *CD* 以外射出，因此可以 *BC* 線指示該稜鏡之通光效果。

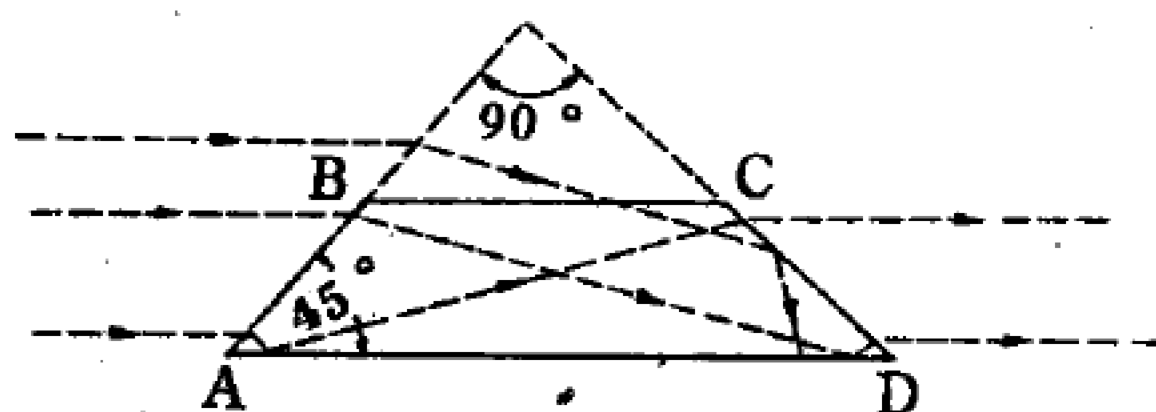


圖 5 — 87

【正調制】(Positive modulation)

在電視機中，根據發射電力增加而增加亮度的調制法。

【正壓力】(Normal pressure)

物體在單位面積上所受的垂直壓力，叫做正壓力。

參閱“壓力 (*Pressure*) ”條。

【正應力】(Normal stress)

如物體僅有容變，則在物體內之任一立方形，仍將保持其立方形狀，故與此立方形各面正交之張力（ *tension* ）或壓力（ *pressure* ）必均等。此種應力名爲正應力。

參閱"應力（ *Stress* ）"條。

【正應變】（ Normal strain ）

棒之正應變 ϵ 定義爲沿軸之方向單位長度內所生之改變。因爲改變量 $d\xi$ 對應於長度 dx，我們可以看到棒中之應變爲

$$\epsilon = \frac{d\xi}{dx}$$

注意當沒有變形時，ξ 爲常數且 $\epsilon = 0$，即無正應變。應變爲兩個長度之商，故爲一純量或無因次之量。

參閱"廣義虎克定律（ *General Hook's law* ）"條。

【正離子】（ Cation ）

失去負電子的原子，荷正電。

【母函數】（ Generating function ）

以一種函數表示另外一種函數的方法，如勒讓特多項式

$(1-2xy+y^2)^{-\frac{1}{2}}=\sum_{n=0}^{\infty} P_n(x)y^n$，赫賣多項式 $exp[x^2-(z-x)^2]=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{Hn(x)z^n}{n!}$

【母核】（ Parent ）

一放射核種，經由放射衰變可產生出新的特異核種（稱爲子核或衰變產物）來。這種母核可以其本身爲放射系的開端，或其本身屬於一放射系中之較後的核種。

參閱"子核（ *Daughter* ）"條。

"放射系（ *Radioactive series* ）"條。

【永久電偶極】（ Permanent dipole ）

分子中既含有帶正電的原子核，自應有其正電荷的重心，同理亦應有負電荷的重心，當正負電荷的重心相一致時，我們即可視電子雲對核的重心，係以球對稱之形式分佈於空間，此種分子通稱爲非極性分子（*nonpolar molecule*），然在一般情形，分子之正電荷重心與其負電荷重心並不一定吻合，因而有許多分子成爲電的偶極（*dipole*），此種分子通稱爲極性分子（*polar molecule*），亦稱之爲永久電偶極（*permanent dipole*），其對外所呈電的效應係取決於其偶極矩（*dipole moment*），極性分子的偶極矩 $\vec{p}_0$ 可寫作：

$$\vec{p}_0 = \Sigma\, \overline{e\vec{r}}$$

$\vec{r}$ 爲核和電子的向徑，Σ 係指就一切的核和電子取和之意。$\overline{e\vec{r}}$ 方之橫線爲平均值符號。如果 $\vec{p}_0 = 0$，則分子的電性質，在第一次近似，可以其成分爲

$$\Theta_{xx} = \Sigma\, \overline{ex^2} \quad \Theta_{xy} = \Sigma\, \overline{exy}$$

之四極矩（*quadrupole moment*）表示之。因此處之Θ與力學中之轉動慣量或慣量乘積相似，故稱它爲電的轉動慣量（*electrical moment of inertia*），此量爲一向量。

若自外方給分子施以電場，則原子核即向電場方向移動，電子則向電場之反向移動，而使分子產生應變，此種應變因電子與核間的引力作用而被限制，不能任意增加，終將達至平衡狀態。當分子的應變達到平衡時，分子中正電荷重心與負電荷重心，便相隔某距離而成爲電的偶極，於是一非極性分子受外電場作用時，因電場的感應它將成爲電的偶極，其偶極矩 $\vec{p}$ 顯然與外加電場的強度 $\vec{E}$ 成正比，即

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}$$

此處之比例係數 α 通稱爲極化率（*polarizability*）。就球對稱的分子言，α 不因方向而異，亦即 α 爲一無向量。若就一般分子言，其 α 則因方向而異，亦即 α 爲一向量，可以橢圓體表示之。

【永久電偶極矩】(Permanent dipole moment)

非對稱分子由於正負電荷中心不重疊，故這種分子本身的就具有電偶極矩，即爲永久電偶極矩。這種分子就叫作極性分子(*polar molecules*)。一般極性分子的永久電偶極矩大約都在 10^{-18} *e.s.u.-cm*左右，這個數字遠較由30,000*V/cm*的電場所感應的感生電偶極矩(約在 10^{-22} *e.s.u.-cm*左右)爲大。故將極性物質當介電質時其行爲與非極性物質大不相同。水的介電常數是 80，酒精是33，而一般非極性液體的介電常數則約在 2左右。

非極性物質由於外電場的影響，每個分子產生一個小小的電偶極矩。極性物質雖然天生就有非常巨大的電偶極矩，但沒有外電場時，這些電偶極散亂的排列使其總矩量爲零。在外電場的影響下，它們會作某一個程度的有規則的排列。在每種狀況下，常觀的電性效應都是由單位體積內的極化量來決定。

【永久磁鐵】(Permanent magnet)

在外部磁場消逝以後仍然保持著磁極化的一塊鋼或專門合金。爲了製造永久磁鐵，便採用了剩餘磁性很強的特種材料，即所謂硬磁性材料：鋼、鈷合金，鎳、鋁合金等等。由於用途不同，可以使磁鐵具有不同的形狀。在大多數情況下，永久磁鐵具有馬蹄鐵的形狀。材料的形狀確定以後，便須進行充磁，即是應將其置放於外部磁場以內。對永久磁鐵進行充磁，通常是應用線圈的磁場(線圈內有電流通過)。由於強力加熱或振動的結果，永久磁鐵可能部分失去自己的磁性(去磁)，但存留的磁可以繼續保存下去。它在電子工程及電機工程方面採用極爲普遍。

【永久磁鐵動力揚聲器】(Permanent magnet dynamical loud speaker)

一動圈式之揚聲器，其磁場乃由永久磁體所造成。普通音圈接在揚聲器的錐形筒上，運動於永久強磁場中，令錐筒振動空氣，發出聲音。

【永久磁鐵轉儀器】(Permanent magnet moving coil instrument)

當電流通過線圈時產生一磁場，此磁場與表內之永久磁體產生吸拒作用牽動指針在度盤上移動，並可讀出其讀數。

【永久應變】(Permanent strain)

超過彈性限度時，雖除去外力，仍不恢復原狀的現象。

【永久雙原子氣體】(Permanent diatomic gases)

所謂永久雙原子氣體，即氫、氘、氧、氮、一氧化氮和一氧化碳等，於正常狀況下無法以單原子形態存在者。

【永恆機關(第一種、第二種永恆機關)】(Perpetual mobile of the first , the second kind)

利用“只對外做功，而不產生其他任何效應”的循環過程作成的裝置稱爲第一種永恆機關。如此之裝置，從古時就有人提倡甚多種，但經長時的考驗後，發現絕不可能有此種裝置，而導致能量守恆定律。

利用“只由單一的熱源收取熱而使其變成功以外，對其他外界不產生任何效應的循環過程”而造成的裝置，稱爲第二種永恆機關。此種裝置經驗上又被認爲不可能，而導致克勞修士(*Clausius*)原理，並形成了熱力學第二定律的基礎。

【瓦尼爾函數】(Wannier function)

晶體的動量本徵函數的傅立葉變換

$$W(r) = A\int \pi(\vec{k})\, e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}\, d\vec{k}$$

其中 $\pi(\vec{k})$ 是動量本徵函數，$\vec{k}$ 是波向量，A 是正規化因子。

【瓦秒】(Watt-second)

爲電工上常用之功的單位，等於一秒內費去一瓦；或一安培電流在一伏特電壓之作用下經過一秒所作的功。瓦秒爲很小的單位，所以在實際應用時(如電力公司計算用戶的用電數時)，常用更大的單位瓩時。

$$1\text{瓩時} = 1 \times 10^3 \times 3,600\text{瓦秒}$$
$$= 3.6 \times 10^6\text{瓦秒}$$

【瓦時】(Watt-hour)

電工的單位，以一瓦特的功率作用一小時，所產生的總能量。瓦時等於一安培電流，在一伏特電壓下經過一小時所作的功。

$$1\text{瓦時} = 3,600\text{瓦秒}$$

【瓦特】(James Watt 1736—1819)

近代蒸汽機主要部分的發明者。功率的單位瓦特，卽爲紀念他而定的。

在*M.K.S.*制中，功率之單位以每秒焦耳表示，此單位卽稱爲瓦特，簡寫爲*W*。1瓦特就是一個機械"每秒鐘做功1焦耳"時之功率。因爲焦耳＝米^2 仟克秒$^{-2}$，故知

$$\text{瓦特} = \text{焦耳秒}^{-1} = \text{米}^2\ \text{仟克秒}^{-3}$$

另外有兩個常用的瓦特的倍數，一個稱爲仟瓦(*KW*,瓩)，另一個稱爲百萬瓦(*MW*)，其定義各爲

$$1\,KW = 10^3\ \text{瓦特}$$
$$1\,MW = 10^6\ \text{瓦特}$$

英制之功率單位爲馬力，一馬力等於736瓦特。

【瓦特計】(Wattmeter)

仿電流計的構造，爲量度電功率的裝置。

【瓦恩荷爾德氏容器】(Weinhold container)

熱水瓶是具有非常絕熱性能的容器，可用玻璃燒成夾層，然後將夾層中之空間抽成眞空(圖5—88)以製成之。此容器是於1881年最初由瓦恩荷爾德(*A . F . Weinhold*)氏在德國開姆尼玆 (*Chemnitz*) 城所製成，故稱之爲瓦恩荷爾德氏容器。隨後有英國化學家杜而(*James Dewar*)，將其大加改良，鍍銀於該容器之內壁與外壁。

此一容器，能阻止所有三種熱傳播方式之進行，故成爲極佳之保熱器。夾層中之眞空，幾能完全阻止熱之傳導與熱之對流，而鍍銀之表面則能阻止輻射作用，這也就是說，當容器中盛有熱的液體時，它能阻止熱之向外輻射；而當容器中盛有冷的液體時，它能阻止熱之向內輻射，－193°C的液氧，可以整天貯藏在瓦恩荷爾德氏容器中，而不受熱之影響。

世人所熟知的熱水瓶，只不過是一種爲了避免損傷而用彈簧把它裝在一個鐵皮外殼中的圓筒形瓦恩荷爾德氏容器而已。倘若該瓶中盛有熱的液體，則熱量很難從內向外發散。倘若該瓶中盛有冷的液體，則空氣的熱量亦很難穿透進去。

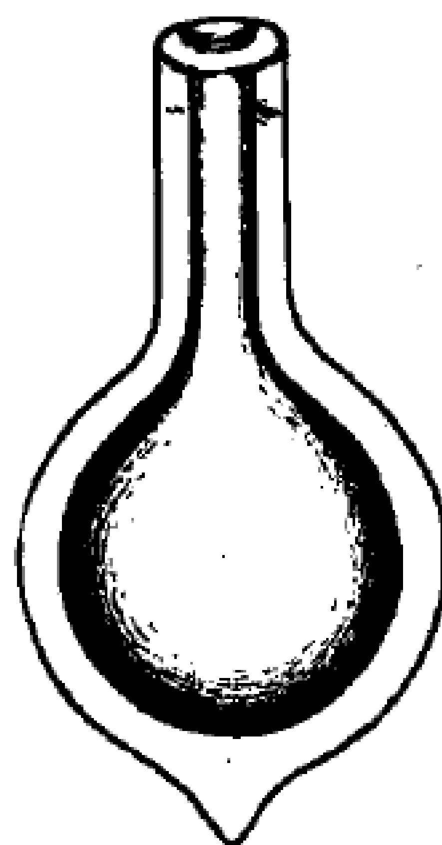


圖 5 — 88
瓦恩荷爾德氏容器

【生成躍遷】(Generation transition)

當光能被吸收時，晶體能在傳導帶中產生一個自由電子，而在價能帶內形成一個自由電洞(*free hole*)，這種躍遷我們稱之爲“生成躍遷”。反過來說，電子自傳導帶躍回價能帶的躍遷稱爲“復合躍遷”(*recombination transition*)。因爲這種躍遷使電子及電洞結合，而使兩能帶中自由攜電者的數目減少。當光線照射於半導體晶體表面時，它的可用電子及電洞數，要比放置在暗處的晶體多些。如果突然截斷光源，多出來的電子及電洞，就會以極快的速率復合，而使晶體內電子及電洞數恢復到正常狀況。

【生物半衰期】(Biological half-life)

生物系統中，例如人或動物體，用自然方式排泄進入體內之物質(例如放射材料)之量的一半所須的時間稱爲生物半衰期。

參閱“半衰期(*Half-life*)”條。

“有效半衰期(*Effective half-life*)”條。

【生物安全屏】(Biological shield)

爲放置於反應器或放射源周圍的一種吸收材料，用來減少輻射強度，使其達於人類安全限度。

參閱“吸收劑（*Absorber*）”條。

【生物物理學】（Biophysics）

生物物理學（*Biophysics*，即*Biological Physics*之簡稱）是近年來崛起於科學界新生的寵兒。顧名思議，它是由傳統的生物學（*Biology*）與物理學（*Physics*）組合而成的學問（*interdisciplinary science*）。物理學偏重於歸納分析：以嚴密的數學邏輯爲基礎，而傳統的生物學則具敍述性質，以生命世界特殊複雜而富麗的內容爲其研究的素材。生物物理，簡言之，是採用數理分析方法，而以傳統生物學內容爲其研究對象的一門新科學。生物與物理兩門科學本具相同起源，以生命與宇宙的整體爲其共同討論範圍，直到十七世紀牛頓的力學理論興起後方有較明晰的分劃，後來經過十九世紀中生物進化論及能量守恆原理兩大革命思潮冲激後，更在觀察方法與實驗工具上有極大的分歧。二十世紀初，一方面生物化學、微生物學和遺傳學齊頭並進的發展，將生物研究焦點集中在遺傳基因和酵素蛋白質分子結構的探討上，另一方面量子物理學帶來X射線繞射理論和實驗方法，成功地被運用於晶體分析，所謂“生物物理”便應運而生。1943年物理學家薛丁格（*Schrödinger*）發表“何謂生命”（*What is life*）的演說，對基因的晶體結構，遺傳密碼（*coding*）與保存作了周詳的預測和解說。十年後（1953）華特生（*Watson*）與克立克（*Crick*）利用核酸結晶的X射線繞射資料，決定基因雙螺旋結構，因而解決許多遺傳學上的問題。繼此之後，另一生物大分子，蛋白質（血紅素 *hemoglobin*）亦在肯朱（*Kendrew*）、皮魯茨（*Perutz*）和德布呂克（*Delbrück*）諸人努力下被揭開了分子結構上的眞面目。這一項以生物大分子（*biopolymer*）的物理性質爲研究課題的學科稱爲分子生物學（*Molecular Biology*），

或大分子生物物理學（*Macromolecular Biophysics*），是生物物理學的主幹，也就是狹義的生物物理學。

廣義地說，生物物理學的內容除了上述分子生物學外，尚包括下列各項：

1. 膜體生物物理學（*Membrane Biophysics*），研究人造膜及生物膜的各種物理效應及現象，直接涉及肌肉及神經的理化分析。

2. 光化生物物理學（*Photo-Biophysics*），包括光合作用及生物發光（*Bioluminescence*）。

3. 動力生物物理學（*Biodynamics*），研究酵素所引起生化效應的能量問題，例如氧化還原、磷化及呼吸等作用。

4. 放射生物物理學（*Radiological Biophysics*），課題是各種放射線的生理效應及對遺傳的影響。

5. 生醫工程學（*Biomedical Engineering*），基於工程技術而對生物結構作比較性的研究。

6. 其他有如自動控制學（*Biocybernetics*）、分子進化論（*Molecular Evolution*）以及生物統計（*Biometrics*）則亦類似生物物理學的一部分。

生物物理學是人類利用現代科技成果於古老的生物醫學問題研究上一種極富意義且具希望的努力，也是物理學在實際應用上最自然的發展方向。

【生物電】（Biological electricity）

活細胞發電的想法由來已久。人類正式發現電之前，已感受過某些魚類產生的奇異"震盪"。自發明來頓瓶和富蘭克林以風箏試驗天空的雷電後，英、美和義大利科學家都驗明魚類造成的震盪是跟瓶中和天上的電為同一類的電。

噶萬里（*Luigi Galvani*）發現了青蛙肌肉和神經裏的電，故今通

稱此爲“噶萬里”行動以資紀念。非洲的鯰發電的電壓達350伏特。電鰻的電壓超過500伏特，可說是“高壓”！實驗室發電的辦法普遍後，科學界不大注意發電的魚了。

人類身體裏也發生小量的電。例如心臟約產生千分之一伏特的電壓於身體表面。腦也產生小量的電，可由靈敏的腦電波計測量到。以電的震盪治療精神失常並非現代才有的療法。古羅馬人利用名叫“電光”的魚作這樣的治療。

生物電的知識雖有悠久歷史，進入二十世紀後才有人認眞研究細菌發電，研究的結果自1912年起陸續發表。1960年約翰霍浦金斯大學物理化學名譽教授克拉克博士（*W.M.Clark*）出版“生物系統的氧化、還原潛能”（*Oxidation-Reduction Potentials of Organic Systems*）一書，敍述這方面的理論和試驗詳情。此後研究工作大爲加快，生物電池由奇異的試驗室現象進展爲實用的電力寶囊。

【生物劑量】（Biological dose）

吸收在生物體內的輻射劑量，單位爲侖目。

參閱“吸收劑量（*Absorbed dose*）”條。

【生命期】（Life time）

詳閱“平均壽命期（*Mean life period*）”條。

【白太洛物態方程式】（Berthelot's equation）

一種狀態方程式，謂

$$PV = RT\left[1 + \frac{9PT_c}{128P_cT}\left(1 - 6\frac{T_c^2}{T^2}\right)\right]$$

其中P是壓力，V是體積，T是絕對溫度，R是氣體常數，T_c是臨界溫度，P_c是臨界壓力。

【白耳、朗伯定律】（Beer-Lambert law）

詳閱“吸收係數（*Absorption coefficient*）”條。

【白光之色散】（Dispersion of white light）

太陽光是由多種色光組成，可經過稜鏡分成若干他種色光，這種作用稱爲光的色散。有色散作用的光，稱爲複色光。沒有色散作用的光，稱爲單色光。太陽光是不帶任何顏色的複色光，特稱白光。

【白沙夫】(Nikolai Gennadievich Basov 1922-)

蘇俄物理學家，生於列寧格勒，1950 年莫斯科工程及物理學研究院畢業。在 1953 年，白沙夫與蘇俄物理學家卜諾霍諾夫 (*A. M. Prokhorov*) 發表使用分子能量以放大無線電波的原理，1955 年發表對操作這種放大器 (即邁射) 的改進方法。因其對量子電子學的貢獻，白、卜二氏與美國物理學家湯里士同獲 1964 年諾貝爾物理學獎。

【白努利】(Daniel Bernoulli 1700—1782)

瑞士數學家，出生於巴塞 (*Basel*)。對流體動力學的發展極有貢獻，奠定流體動力學原理，根據白努利原理，即可計算流體的流量。此外，對機率理論、微積分及微分方程式的發展均有貢獻。曾任巴塞大學教授。

【白努利方程式】(Bernoulli's equation)

白努利方程式是流體力學之基本關係式。如同流體力學之所有方程式，該式並非新原理，僅是從牛頓力學定律導出之式。

白努利方程式之形式如下：

$$p+\frac{1}{2}\rho v^{2}+\rho g y=\text{常數}$$

由白努利 (*Daniel Bernoulli*) 於 1738 年在其流體動力學 (*Hydrodynamica*) 書中首先提出。

白努利方程式只能用於穩定流動，所包含諸量均沿流線而計算者。但若是非旋流動，則可證明此方程式中之常數，對所有流線而言均相同。

在不黏滯不能壓縮之流體中，不能以機械方法改變流體的溫度，所以白努利方程式屬於等溫過程。但以機械方法可改變不黏滯能壓縮流體之溫度，故可推廣此方程式以包括能壓縮之液體，其法爲在此方程式之左

邊加一項 u，代表單位體積中流體之內能。該項（及壓力 p ）之值與溫度有關。

【白努利定理】（ Bernoulli's theorem ）

在無黏性、非壓縮性流體的穩定流動中，對每條流線有下面的關係：

$$\frac{v^2}{2}+\frac{p}{\rho}+gz=常數$$

式中 v 爲流速，p 爲壓力，ρ 爲密度，g 爲重力加速度，z 爲由任選水平面所測的高度。此公式相當於流體運動的能量守恆定律，係 1738 年由白努利（ *D.Bernoulli* ）所發現。在壓縮性流體內，若 ρ 只爲 p 的函數，則可推廣爲

$$\frac{v^2}{2}+\int\frac{dp}{\rho}+\Omega=常數$$

式中 Ω 表示外力的位。又在無渦旋流時，對不穩定流動流線上各點，又有下式關係：

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t}+\frac{v^2}{2}+\int\frac{dp}{\rho}+\Omega=常數$$

式中 Φ 代表速度位。此式稱爲壓力方程式或廣義白努利定理。

【白斑】（ Vitiligo albimismus ）

光球上特別雪白光輝的部分。它是從太陽內部噴出來的高溫氣體，所以在太陽活動旺盛時，可以看到很多。

【白道】（ Moon 's path ）

月球的軌道稱爲白道，白道面與黄道面之傾斜度僅約 5°。

【白矮星】（ White dwarf ）

銀河系中鄰近地球有數萬顆星，其中散佈著幾百顆核子之火已經熄滅的，過去它們也曾盛極一時，不比現在天上其他星球遜色。有些很正常，大小與亮度和太陽相若；有些是巨星，比太陽要亮得多，直徑也大上許多倍。現在這些星已經走近了它們生命旅程的終點，它們已耗盡燃

料。由內部熱能產生的壓力消失了，再也抵不住向內扯的引力，於是星球的直徑縮小了許多，只有地球大小，或甚至更小，它的巨大質量擠在一起，密度高達每立方吋數噸重，幾乎難以想像。這些星球還在不斷把剩下的熱輻射到冰冷的太空中去，以致光度日益消晦，只有用現代天文學的儀器和技術才偵測得到。所有白矮星的顏色並非爲白色。例如豺狼星座489星（*Wolf* 489）的色指數爲＋0.95，卽爲*K*2 主系星；我們將之屬於白矮星。

白矮星是本世紀初的大發現，經由天文學家們之硏究知道白矮星是由行星雲（*planetary nebula*）的核心冷卻而來。最近應用固體物理到天文上面，發現白矮星的內部物質在 10^8 °*K*以下低溫就凝成固體，比熱劇降。同時測得白矮星有達到 10^8 高斯的磁場。這與波霎（中子星，比白矮星還小 1,000 倍的星）的高達 10^{13} 高斯的磁場相符。

白矮星差不多佔了銀河系所有星辰的百分之三，所以，該算做一種常見的天體。可惜它們的光度非常低，只有幾百顆略可辨認，其中又僅有八十顆曾被仔細觀察。對它們的顏色及光譜中可見的譜線的硏究，能讓我們進一步瞭解元素在較年輕的星球中的合成過程。那樣高密度下的物質，代表一種地球上根本無法仿製的狀態。白矮星的橫切面如圖 5—89 所示。

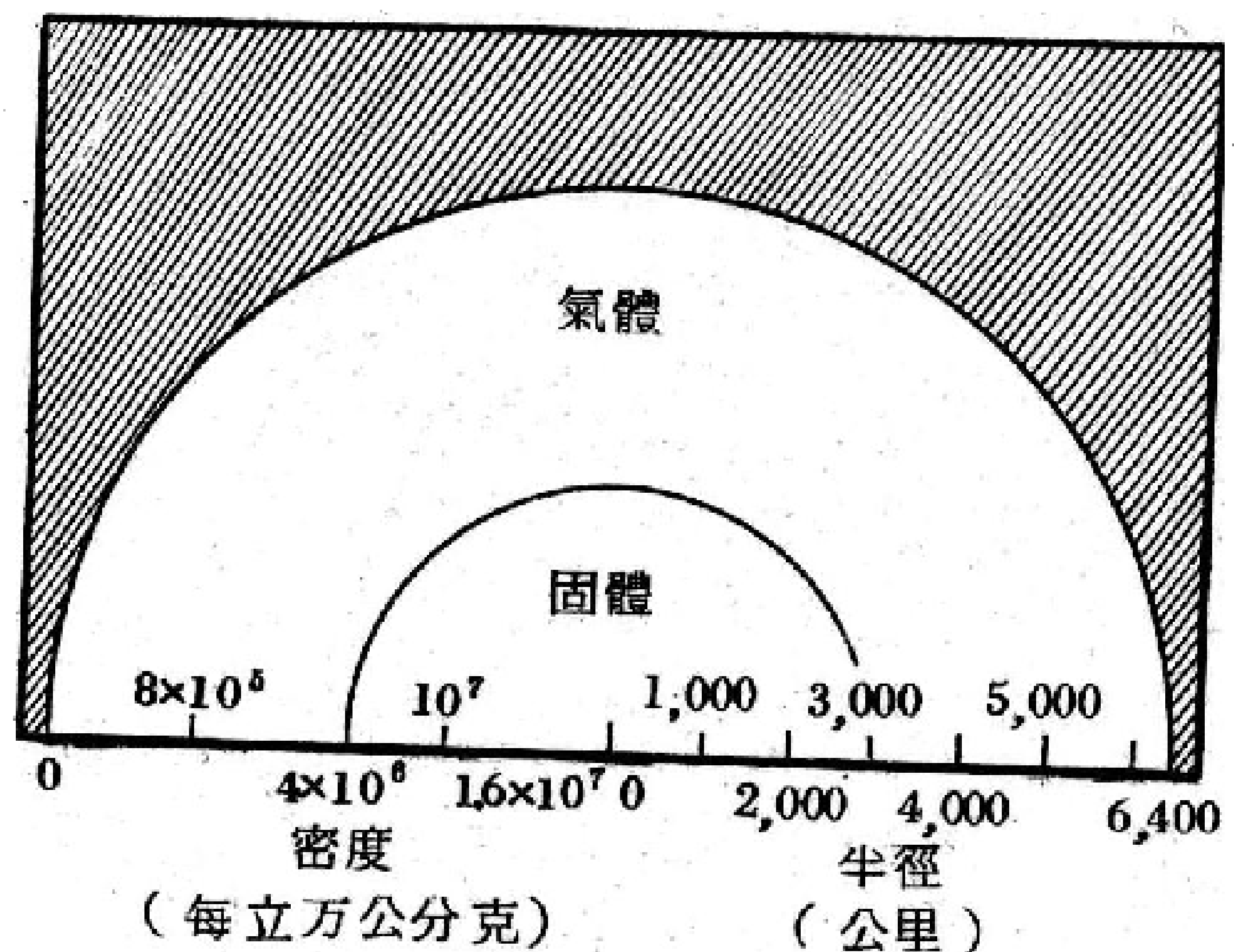


圖 5—89 白矮星的橫切面

白矮星的橫切面顯示它有一個固態核心，而外面套著一層氣體。白矮星的質量在 0.3與 0.6太陽質量之間，半徑與地球相近，大約是六千公里。固氣體交界的地方取

決於溫度與內含原子核的性質。本圖所繪的交界是一個典型的例子，核心溫度一千萬度，物質由氧原子核所組成。如果星球由碳組成，則中心不可能變成固體。如果星球大部分由鐵組成，則固體核心的半徑約200公里。鐵核心的熔點超過一億度，高出典型的核心溫度10倍以上。

【白銅】(White brass)

銅與鋅的合金。銅加鋅或鎳、鉛等物即呈白色，其質堅硬，不易銹蝕，可鑄貨幣及製用具。若鎳質愈多則愈白，故亦名鎳銅。

【白飽和】(White saturation)

畫像信號振幅超過所選擇之白電平所造成之畫像失眞稱之。

【白熱】(White heat)

熱度增高能使物體發出白光。熔鐵爐中，鐵的白熱大約爲 2,200° *F*。據何氏研究，各種物質達到此高熱時，均發出相似之白光。凡物體發出相同之光，雖質、面及銳度不相同，亦不易鑑別，當爐中各部降至相同之黃色光，則各物（大磚、砂、白金、鐵）均不可能看見。

【白熾光源】(Incandescent light source)

固體或熔化之金屬液體加熱至800 °*C*以上時，皆成爲光源，此種光源稱爲白熾光源，如普通之電燈泡。

【白熾陰極】(Incandescent cathode)

陰極發光放射電子時稱之。

【白熾燈】(Incandescent lamp)

白熾燈係將電能先變爲熱能，再變爲光能。實際上變爲光能的能量，最多只有總能量的 20％，其餘的都是以熱的形式散失掉了。

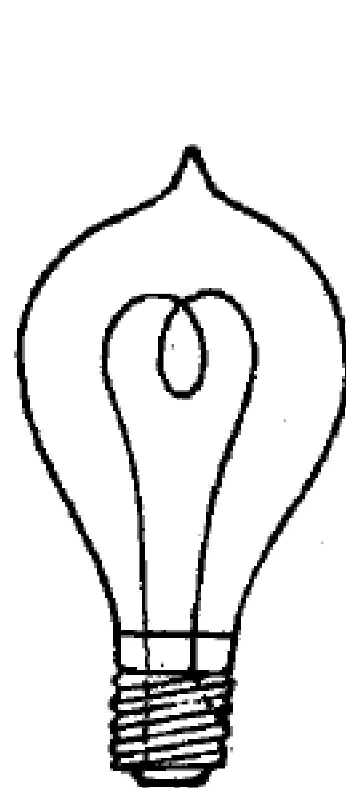


圖 5 — 90
裝有孵細形碳絲的燈泡

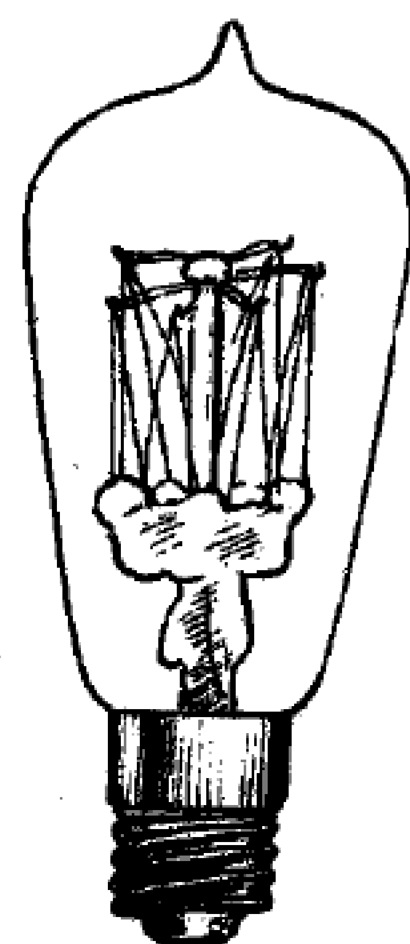


圖 5 — 91
裝有鋸齒形金屬燈絲的燈泡

世界上第一座白熾燈，係戈貝爾（*Heinrich Goebel*）在1854年製成。後經美國發明家愛迪生（*Edison*）改良之後，才成為合乎實用的照明工具。早期的白熾燈，係將碳絲封於玻璃容器（即今人所說的電燈泡）內製成。碳絲經通以電流之後，即熾熱而發光（圖5—90）。為防碳絲氧化，燈泡須抽成眞空。碳絲燈之缺點甚多，故不久即被鋨絲燈、鉭絲燈所取代（圖5—91）。時下通用的白熾燈，其燈絲多半是用熔點甚高的鎢製成的。

鎢的熔點高達3,300°C，且電阻係數很大，用作燈絲至為相宜。燈絲先是製成彎紐形（圖5—90），後來改成鋸齒形（圖5—91）；為了減少熱的散失，又製成螺旋形。幾經改良之後，終於選定了複螺旋形（*doppelwendel*）（圖5—92）；也就是將已經彎成螺旋的鎢絲本身，再彎成螺旋形。一般白熾燈的燈絲，伸展之後長約80厘米；如捲成單螺旋，長度即減為14厘米；如捲成複螺旋，則長度只有2.4厘米。裝有燈座的白熾燈，也很風行，其構造如圖5—93所示。燈絲在眞空及高溫的狀況下，易於蒸發而使燈泡內壁染黑，故多在其中填充約$\frac{1}{2}$大氣壓的氮氣，或氮與稀有氣體（氬）的混合氣體，以減低燈絲的蒸發。以純氬氣填充的燈泡，也已使用多年，惟比較少見。又氮和氬不會將燈絲氧化，故可作為灌充燈泡之用。

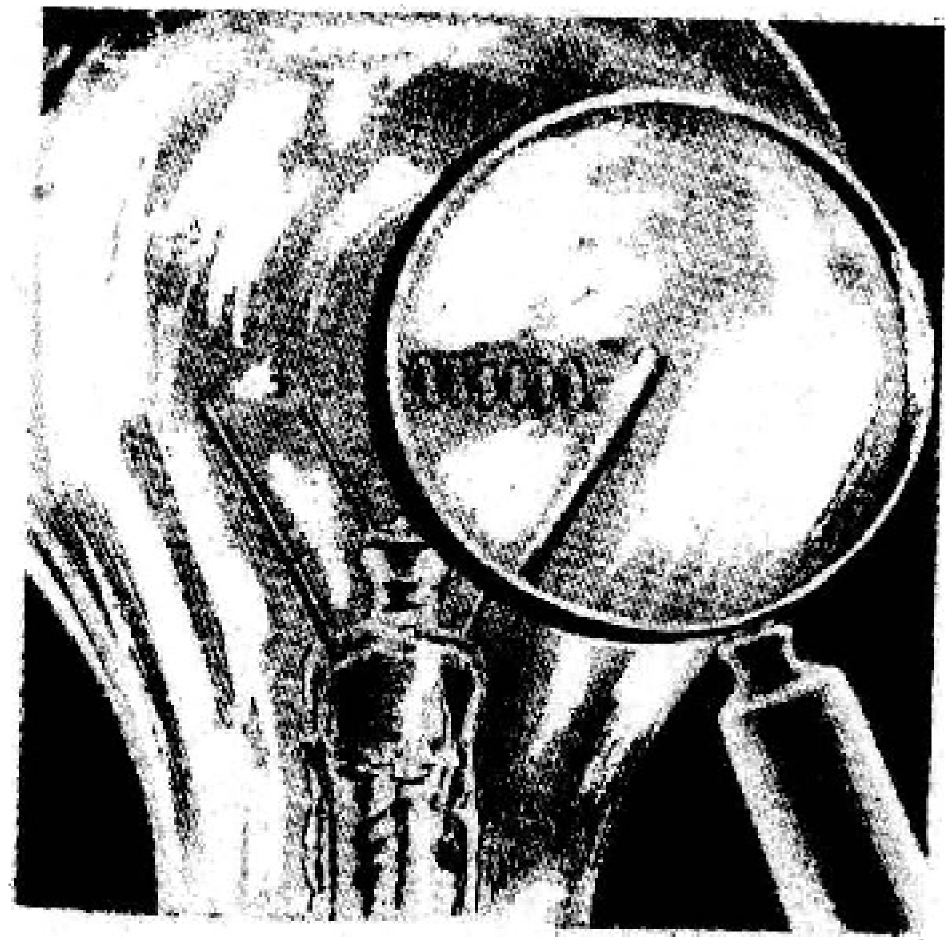


圖5—92
裝有複螺旋鎢絲的現代燈泡

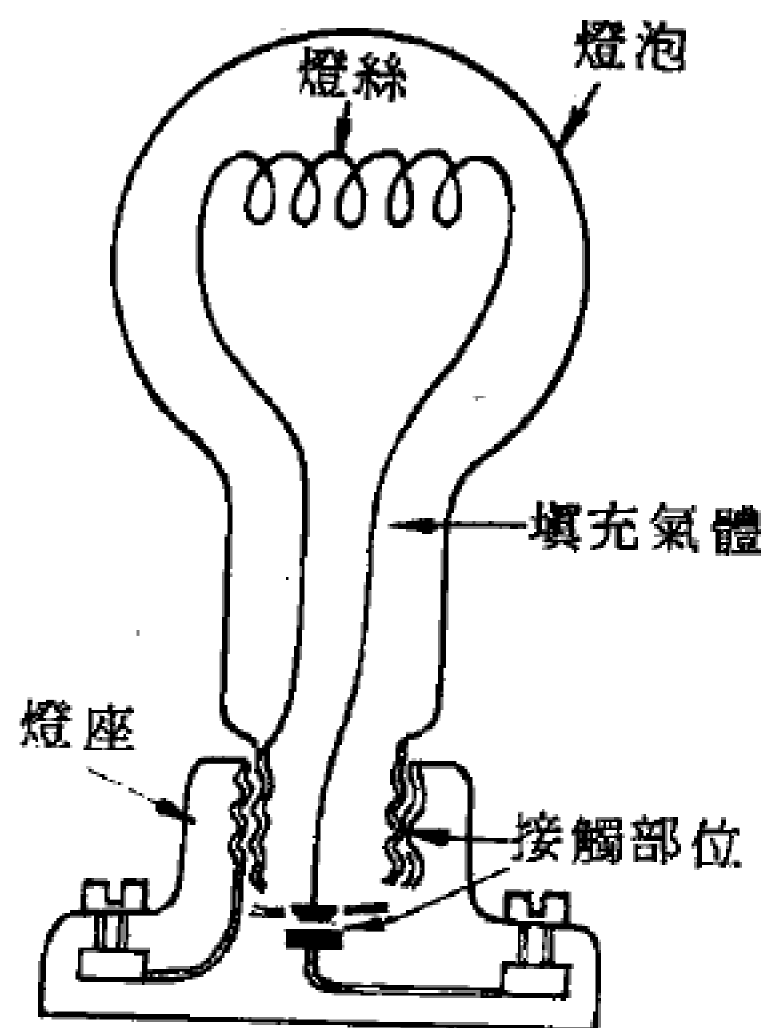


圖5—93
裝有燈座的白熾燈

碳絲燈的耗電量遠超過金屬絲燈，故近年來除醫學上用作人工日光浴的光源、工業上作爲串聯高電阻之外，已不再是常用的照明工具。

抽成眞空的白熾燈，其耗流量約爲每燭光 1.2瓦特，取其整數爲 1瓦特，故又稱爲 1 瓦燈（*watt lamp*）。充氣燈耗電較省，約爲每燭光 0.6 瓦特，故又稱爲半瓦燈（*halfwattlamp*）。

【皮托管】（Pitot's tube）

如圖 5—94(*a*) 所示，使開管的一端 *A* 平行於流動方向，則 *A* 點變成滯點，故測量管內壓力即可知道流動的總壓力。用此方法測量總壓力的裝置稱爲皮托管或總壓管。又如圖 5—94(*b*)，在兩管的側壁挖一孔 *B*，以便測定靜壓力 P，再由 *A* 測定總壓力 $P+\frac{\rho}{2}V^2$（ρ 爲密度，V 爲流速），則求其差即可算出流速 V。這稱爲皮托靜壓管或簡稱皮托管。

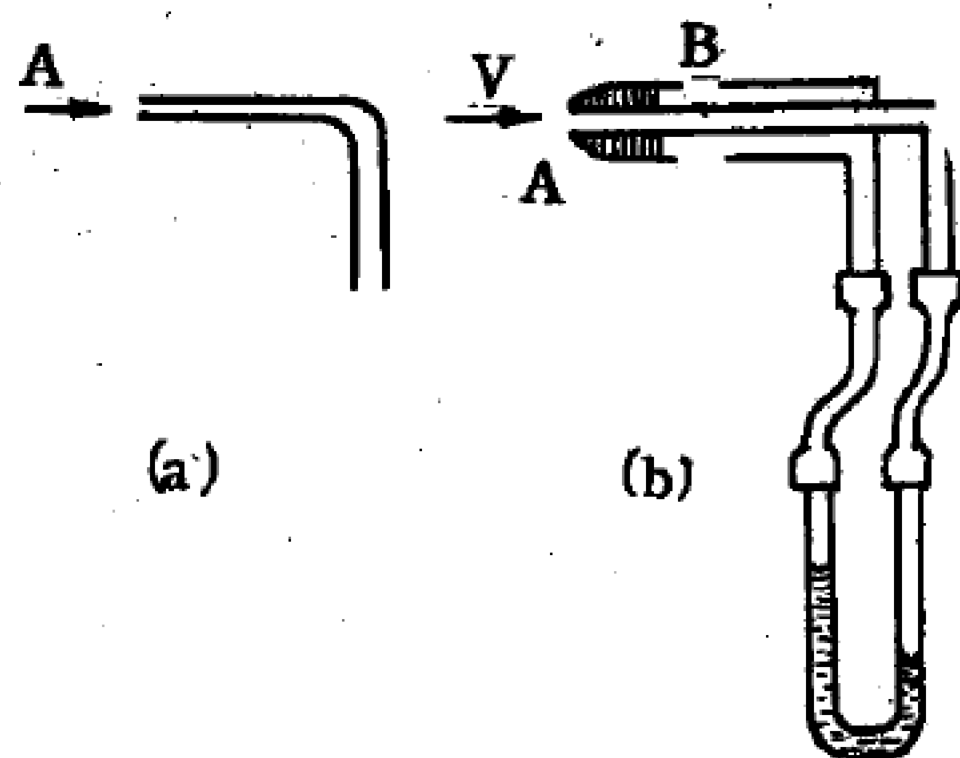


圖 5—94　皮托管

【皮亞氏振盪器】（Pierce oscillator）

晶體振盪電路之一，跨接於振盪管之屏柵間。

【皮帕德相干長度】（Pippard coherence length）

早期的超導理論以巨觀的倫敦模型爲主，倫敦模型是一局部理論，因爲它可以成功地推測電流密度與向量電位在任何一點的關係。在1951年左右，皮帕德提出一非局部理論，根據這個改進後的理論，超導體裏電流密度與向量電位的關係，不只在某一特殊位置處，而是在空間裏的某一範圍之內。通常用以量度這個範圍大小的長度就叫做皮帕德相干長度，也就是超導波函數的相干範圍。在微觀理論中，這個相干長度相當於一個古柏對的大小，古柏對（*Cooper pair*）是藉聲子的間接作用而互相吸引的兩個電子。它們的存在是 *B.C.S.* 超導理論的基礎。

【皮帶】(Belt)

皮帶是用皮、布橡膠、鋼等所製成的帶子，掛在兩輪之間，當一邊的輪子加以旋轉力時，力就由皮帶傳達至另一邊的輪子。改變輪子的半徑，皮帶的掛法，可以改變旋轉的速度或方向。

傳達動力的距離遠時，用皮帶雖較方便，可是實際上，由於皮帶與輪子之間多少存有一點滑動現象，所以，通常被帶動的輪子的速度，都比計算值略少。

皮帶的掛法有下列數種，即正常掛法、反轉掛法、直角交叉掛法，如圖 5 — 95 所示。

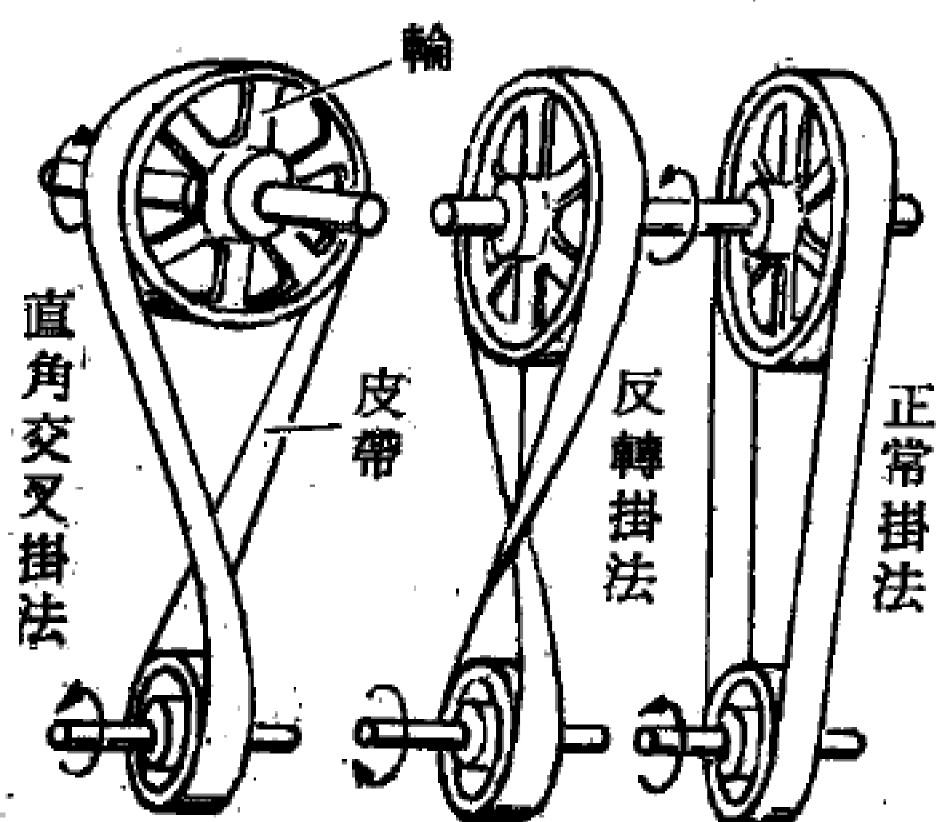


圖 5 — 95　各種皮帶的掛法

【皮喇尼計】(Pirani gauge)

為一種眞空計，適於 $10^{-2} \sim 10^{-3}$ $mmHg$ 程度之眞空度測定，在此測定範圍內，最為靈敏，並且操作簡單。一般來說，氣體的熱傳導係數在 10^{-1} $mmHg$ 以下時，隨壓力而減少，並且氣體分子由物體表面所帶走的熱量，則與氣體壓力成比例。皮喇尼計即利用這原理。在鎢燈絲通一定電流，測定電阻值，並且先由電阻與壓力的變化關係做好眞空計的校正。如此則可以由所測定的電阻值計算眞空度。此方法為此型眞空計的特徵。

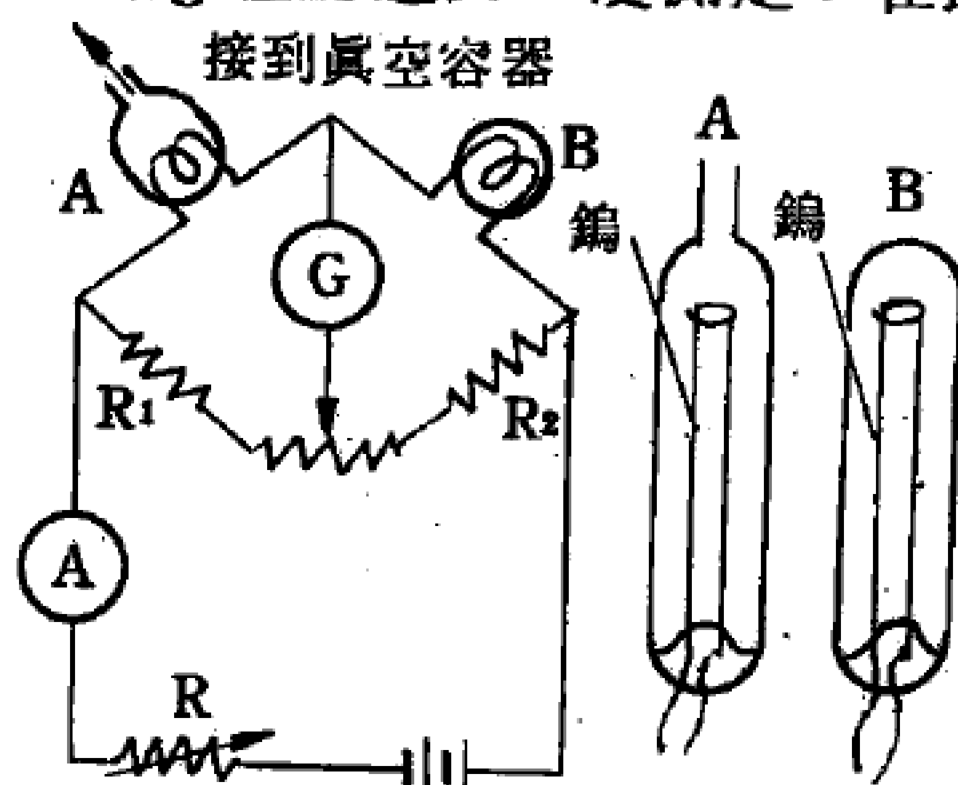


圖 5 — 96
皮喇尼計電路原理圖與使用球例

電阻值的測定，普通是使用惠斯登電橋方式。

圖 5 — 96　A 與 B 球為 10 ～ 20 ϕ 的玻璃管或金屬管。管內封入約 0.01 ϕ 的鎢線、白金線或鎳線等。

此眞空計，隨氣體種類不同而有電阻值的變化。因此在嚴密測定時，則需先予查明並製作用以表示該氣體壓力與電阻值關係的圖表。在普通情況下，只要有空氣的關係圖表，就夠用了。

【目標無線電標誌】(Marker beacon)

利用定向天線在各個方向內輪流發送各種不同信號的無線電發送電臺。輪船或飛機只要收到其中某一組信號，就可以根據這些信號確定自己對該指標而言的方向。

【目鏡】(Eyepiece)

顯微鏡的直立金屬圓筒，上下兩端各裝一凸透鏡，上端的透鏡焦距較長，稱爲目鏡。現代使用之目鏡最少由兩個透鏡組成。較大者稱爲視場透鏡，小者爲目透鏡。

【石英換能器】(Quartz transducer)

將石英的晶體切下一片，在相對的兩面利用蒸發法，鍍上電極，然後在兩極間加上射頻電場，激發石英，使石英的晶體內，能產生縱波或橫波，這種能將射頻電場的能量，轉變成縱波或橫波的能量之裝置，係借助於石英的晶格變形和振盪，所以稱爲石英換能器。要使石英片激發縱波或橫波，必須注意石英切片的方向性，否則無法產生換能的效應。

【石英晶體】(Quartz crystal)

是二氧化矽的一種結晶體。天然的石英晶體是六面體，兩端呈角錐形。石英晶體具有壓電效應，當其經過適當截割成爲薄片並加以修磨後，常用在無線電收發訊機的振盪器中。此種振盪器叫做晶體控制振盪器。

【石英鐘】(Quartz clock)

石英晶體的振動極爲穩定，溫度和年齡對它只有很小的影響，所以可用來做爲量度時間的儀器，這種儀器通稱爲石英鐘。

石英鐘是由振動晶體控制而不是由擺來控制。世界大天文臺中所用者最爲準確，特別是格林威治皇家天文臺在瓊斯爵士的指導下已經建立

了它的優越性。有一種型式的控制振盪器，是一小片石英大約每秒振動 100,000次，以一種特殊線路維持振動；另一種型式爲一環形晶體，較前者更爲優越。雖然石英振盪器的頻率受溫度變化的影響非常小，但若所要求的精確度很高，則晶體要放在一仔細控制的定溫箱中。這類鐘中最好的能保持恆定的時間到百億分之一之內，也就是說每天在十萬分之一秒的誤差左右，歷經一個月或更久，甚至歷經數年。這種鐘穩定性足夠使天文學家量出地球自轉每年的變動！石英的振動片經常用來檢查太陽系運行的準確性。

【石綿】(Asbestos)

石綿是一種埋藏在地下的礦物纖維，它像棉、麻、絲、羊毛等纖維一樣，可以用來紡織，有很強的韌性，在一千五百度的高溫裏，它也能保持原有的形狀，不會改變它的性能，而且不會傳熱、傳電，更不怕酸性溶液侵蝕，所以用途非常廣泛。在電動機、發電機、內燃機、蒸汽機等，和一些動力機械，及一些零件的接銜處，都要用石綿製成的板來作耐熱的墊料。工廠裏的蒸汽爐、熱水管都用它來包在外面，以保持內部的熱量，不致向外發散。鋼鐵廠的爐工以及滅火的消防員，都戴上用石綿製成的防火大衣、帽、手套、鞋等，以隔絕火焰熱力的威脅。

【石墨反應器】(Graphite reactor)

此種反應器如圖5一97所示，因緩速劑是由石墨做成而得名。其體積是各種類型反應器中最大的。第一次連鎖反應就是在石墨塊與鈾燃料合成的原子堆中產生的。純石墨具有使中子減速的能力，同時對中子只有很小的吸收力，這兩種性質使得石墨成爲優良的緩速劑。用石墨做緩速劑，使核心有很大的體積。這些因素的合成，導致可以用自然鈾(99.3%的鈾 - 238，0.7%的鈾 -235的混合物)做燃料，而不必用價格昂貴的含有較多鈾 -235 的濃化鈾。

在紐約的額普頓地方的布洛克海文國家研究所(*Brookhaven Na-*

tional Laboratory at Upton, New York ）的石墨反應器是美國建造的最後一座石墨反應器。它從 1950 年幾乎連續不斷地運轉到現在。燃料

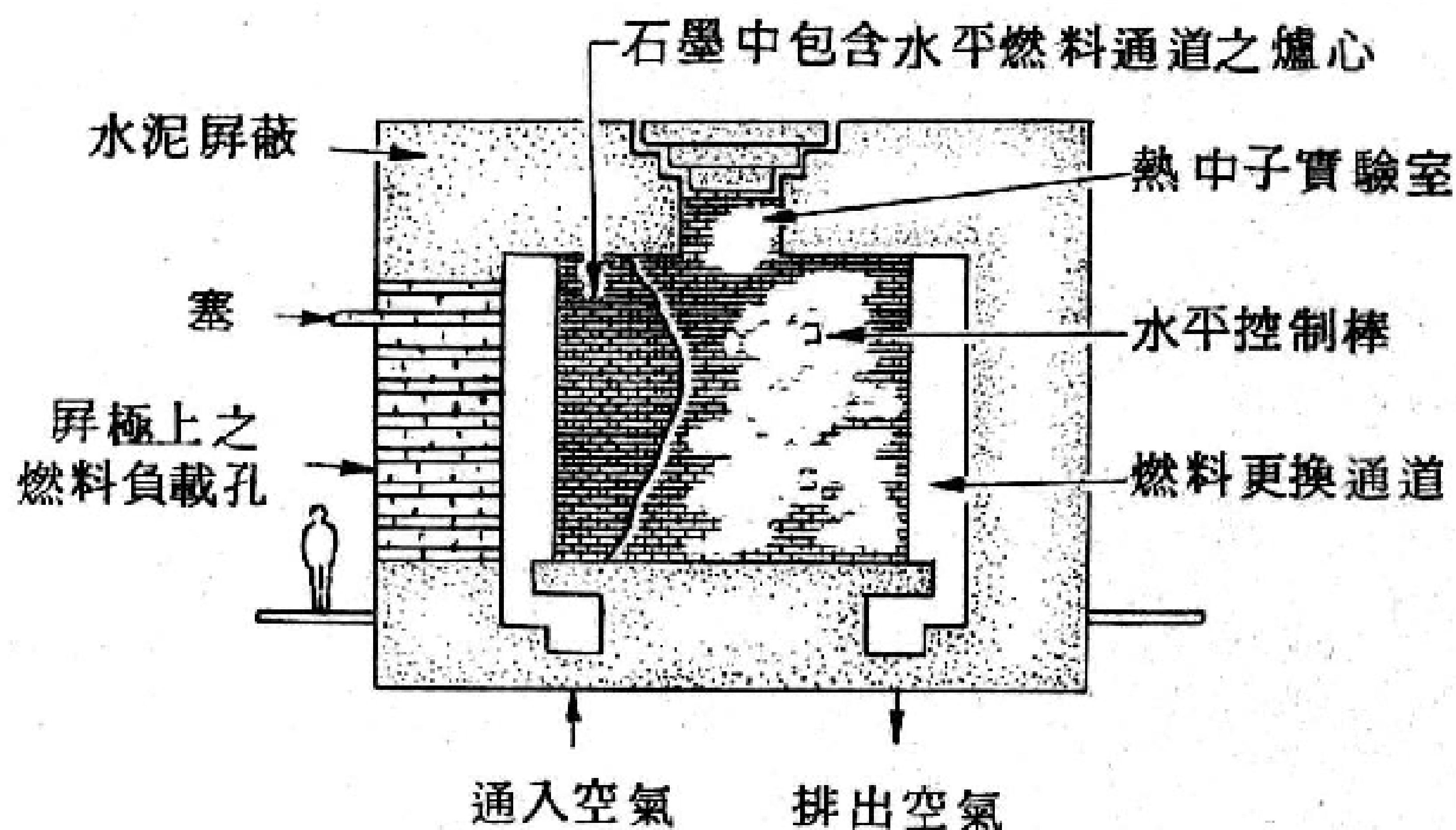


圖 5 — 97　石墨反應器略圖

可放入在這座反應器中25 呎見方的負載面（ *loading face* ）上的 1,380 個洞中任何洞內。要變成放射線同位素的元素，也可以放入這些洞內。有三十根實驗管穿過石墨及屏蔽。

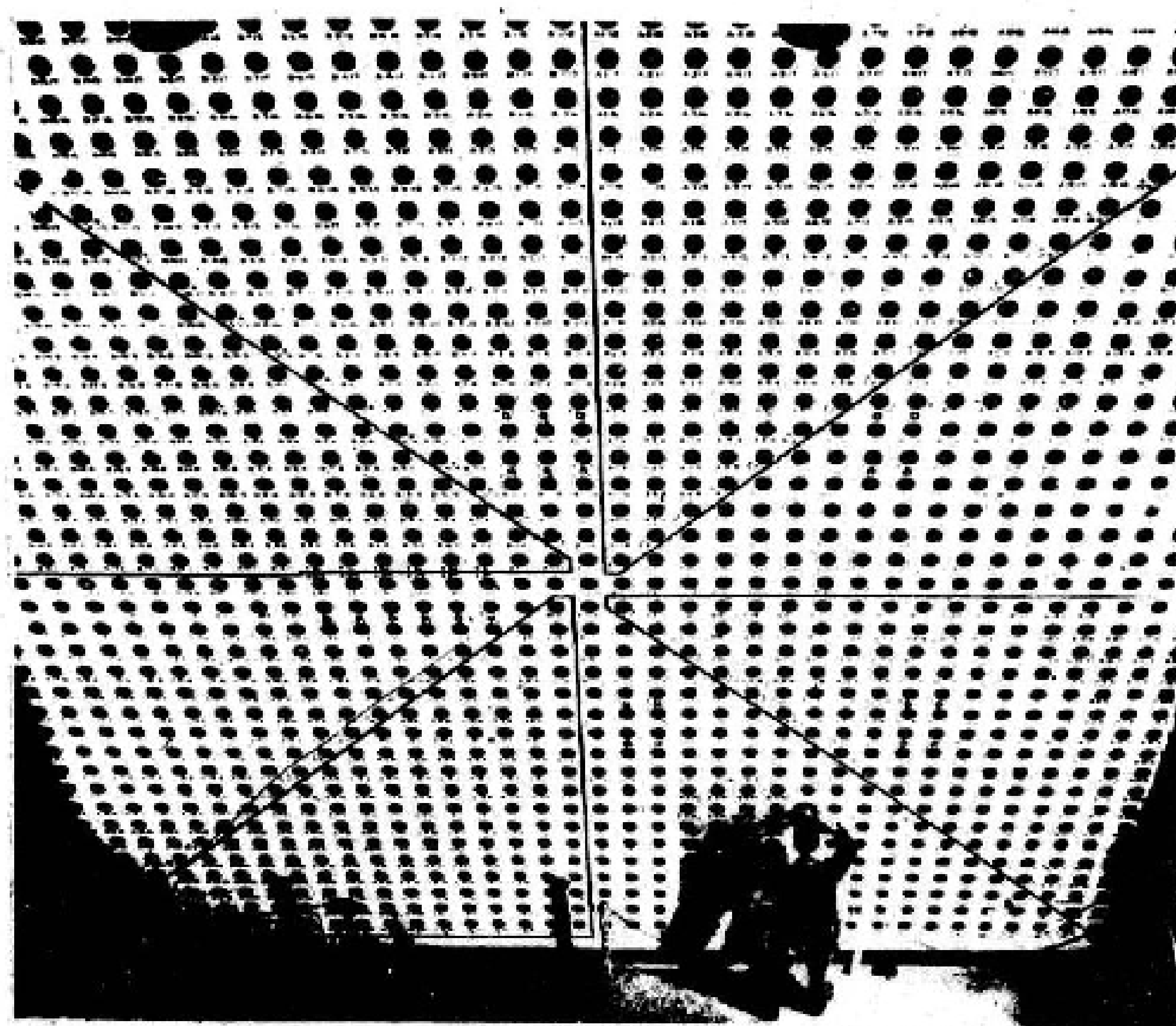


圖 5 — 98

在布洛克海文石墨反應中南端負載面上洞的行與行之間隔爲八吋，同時指示鈾在石墨中的排列。這些洞同時可置放其他欲照射之物質。在圖片中的技術人員在放置物品時是站在可任意升降至任何高度的電梯上。當用石墨工具或其他遙控設備操作時用潛望鏡來觀察輻射源。並且有一座五呎厚的重水泥牆以保護其不受輻射傷害。

布洛克海文石墨反應器有好幾年是用自然鈾做燃料，現在已改用濃化鈾。用濃化鈾做燃料時可在相等的動力級（ *power level* ）（ 30 熱百萬瓦）時得到較高的中子通量（ $6\times10^{12}\,nv$ ）。這些熱量用每小時吹過 1.8億

磅的空氣來冷卻，然後把這些空氣排入大氣中。

某些石墨反應器可供照射小動物，做為研究之用。

【示功器】(Indicator)

功的計算除了須假定進入汽缸的蒸汽壓力，與鍋爐中的蒸汽壓力相同外，另須假定蒸汽之膨脹符合波義耳定律。事實上，汽缸中的壓力狀況跟理論是不盡相符的；所以機械工程師多用一特別設計的裝置量度汽缸中的蒸汽壓力，並將衝程中每一瞬間的壓力數值以圖形方式記錄下來，此種裝置稱為示功器。示功器之作用方式如圖 5—99 所示。圖中之 *a* 為主汽缸，活塞 *b* 在主汽缸中往復運動，經由活塞桿 *c* 傳給滾筒上一根按紙的支柄。主汽缸 *a* 上另裝有一小型輔汽缸 *d* 。輔汽缸 *d* 的活塞上裝有螺旋彈簧，彈簧受壓之大小與汽缸中之壓力成正比。*e* 為一鉛筆，其功用係將彈簧之運動記錄於紙上。

蒸汽機運轉時，鉛筆 *e* 上下運動，滾筒則一面轉動，一面往復運動，故鉛筆可將壓力變化與活塞的位移，在垂直與水平兩個方向同時記錄下來。記錄的結果為一曲線，活塞在衝程中任一位置的壓力皆可從曲線上讀出。此種（封閉）曲線，稱為示功圖（ *indicator diagram* ），圖 5—99 示功圖上的 *n* 點與 *o* 點，相當於活塞的 *n′* 點位置與 *o′* 點位置。有了示功圖，工程師可以立即算出活塞每一衝程所作之功，因為他只要將曲線圍成的面積，用面積計量一下就行了。

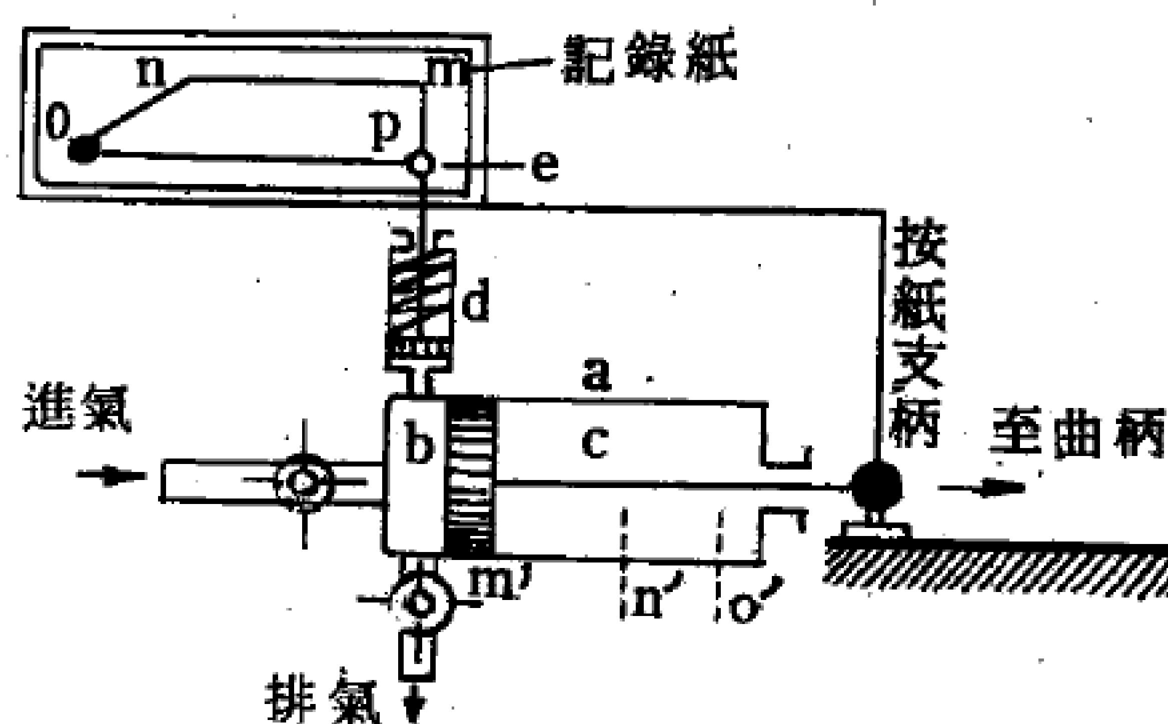


圖 5 — 99　蒸汽機之示功器

圖 5 — 100 所示，為蒸汽機操作時的示功圖與理論計算的作功曲線之比較，畫有斜線的部分為理論計算與實際操作時之差值。此一差值，

代表無可避免的功之損失。

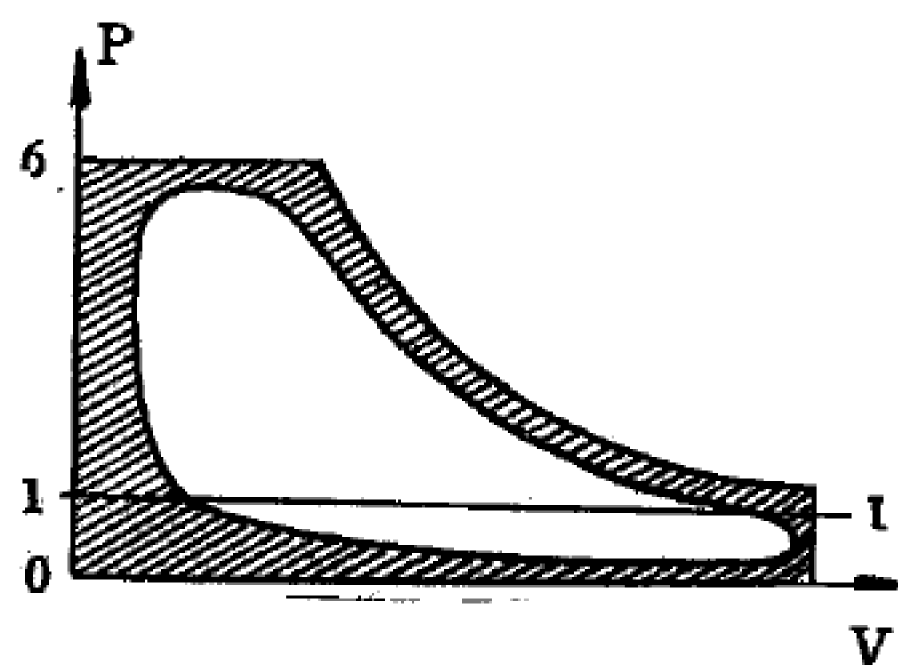


圖 5 — 100　示功圖

圖 5 — 101所示爲三脹蒸汽機之示功圖，三脹蒸汽機之示功圖當然是由三部分組成的，每一部分代表一隻汽缸。最上邊的示功圖代表高壓汽缸，中間的代表中壓汽缸，下邊的代表低壓汽缸。蒸汽在高壓汽缸中從 12 個大氣壓膨脹至 5 個大氣壓，在中壓汽缸中從 5 個大氣壓膨脹至 2 個大氣壓，最後在低壓汽缸中從 2 個大氣壓降爲冷凝器中的壓力。圖中之 1 — 1 線，稱爲大氣線。大氣線以下的示功圖面積，代表使用冷凝器所獲之功。圖中畫有斜線的部分跟圖 5 — 100一樣，代表理論計算與實際操作時的功差。

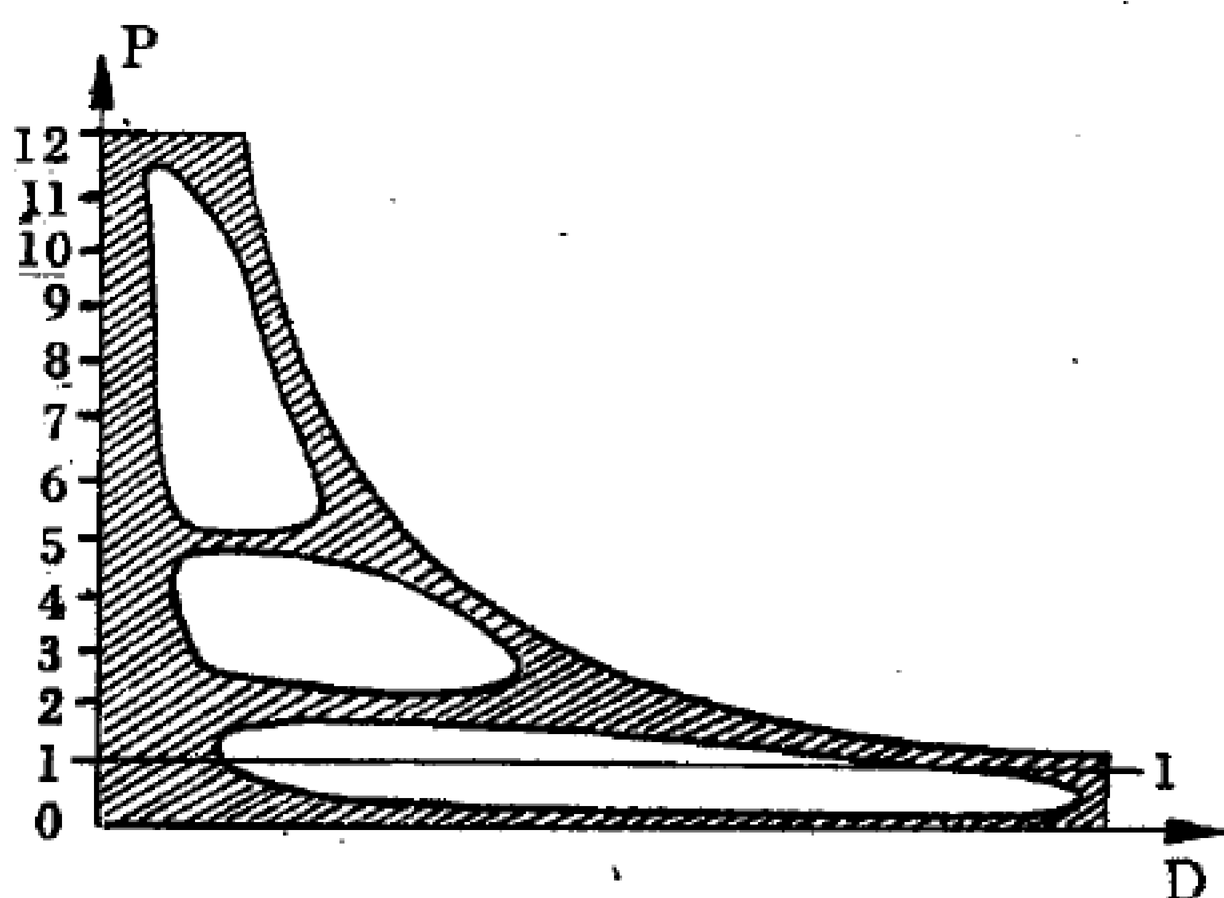


圖 5 — 101
三脹蒸汽機之示功圖

爲了計算上的方便起見，示功圖的面積多用一底邊相等，面積相同的長方形代表，如圖 5 — 102 所示。圖中長方形之高 Pm 表示平均蒸汽壓(*mean steam pressure*)，故活塞每衝程所作之功，可以很簡單的計算出來。

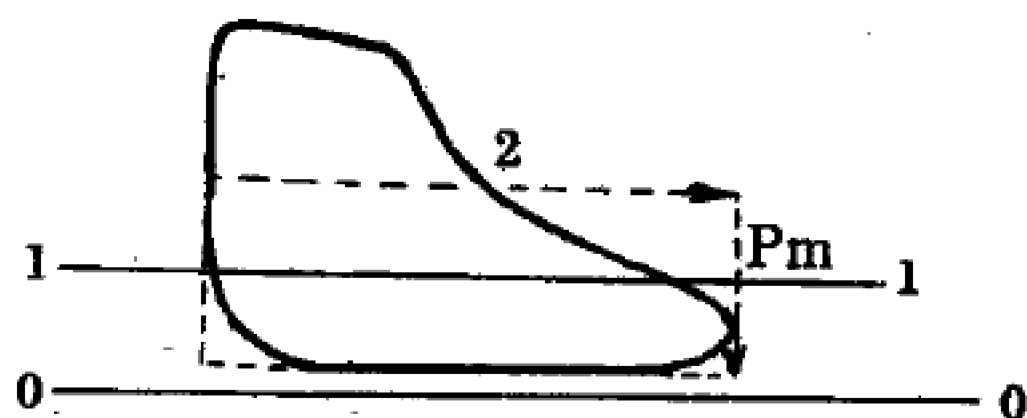


圖 5 — 102
長方形之面積與示功圖面積相等

【示延量】(Extensive quantity)

將一平衡物系分成質量相等的兩部分時，會隨質量之等分而減半的

性質叫做示延量，例如：體積、長度、面積、電荷、磁化量等。

【示波術】（Oscillography）

利用陰極射線管產生電波圖的一種方法。

【示波器】（Oscilloscope;Oscillograph）

一般常見之示波器有下列三種：

【I】電子示波器（*electron oscilloscope*）

此爲應用最廣的一種示波器，如圖5—103所示，用以觀察電氣過程的是一個陰極射線管。管子具有兩對致偏屏，欲觀察的電壓加到其中一對致偏屏（信號屏）上，使電子束發生偏轉，同時就使亮點在示波器的屏上發生偏轉（通常是在垂直方向內偏轉）。另外一對致偏屏（掃描屏）則接以"掃描電壓"，此電壓以等速度變動，並使電子束和亮點在屏上另一個方向（水平方向）內偏轉。由此結果，亮點便在屏上繪出一條曲線，這條曲線便表示著加於信號屏的電壓隨時間而變化的性質。這條曲線可直接用眼來看或用普通材料將其拍成照片。當亮點在水平方向偏離到幕的邊緣時，掃描電壓便作跳躍式的變動，使亮點重新回到屏的起點（回到另一邊緣）。之後，掃描電壓又以等速變動，使亮點又在幕上移動。因此掃描電壓應當具有鋸齒的形狀。這種電壓由產生張弛振盪的特種振盪器來產生。如果用電子示波器來觀察週期過程，則亮點每次在幕上沿水平方向而運動時，畫出來的將是一條相同的曲線（因爲過程是在重複著）。爲了使這些曲線不在幕上移動，因而使整個圖畫都固定不動，則需要使各個曲線都重合在一起，也就是使每一掃描過程都從所研究過程的同一個相位開始。

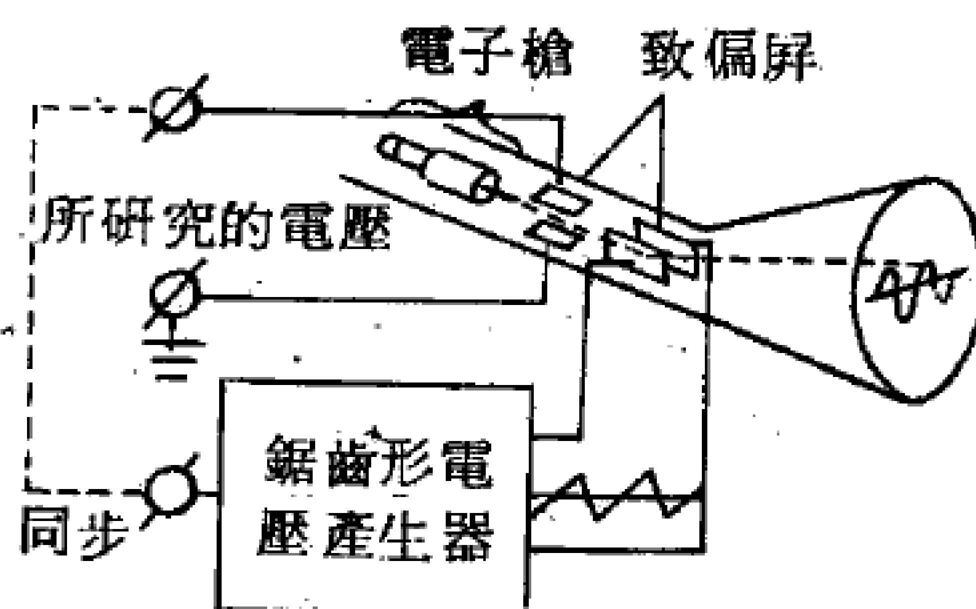


圖 5 — 103

換句話說，掃描與所研究的過程應當同步。以加於信號屏的同一電壓對掃描發生器進行自動同步，就可以作到這一點。因爲電子束的慣性非常小，所以利用電子示波器能夠觀察非常迅速的過程，例如可以觀察數十兆週甚至更高頻率的振盪。因此電子示波器應用極廣，並在實驗室中和各種不同的專門儀器中獲得了各種不同的應用。例如，電子示波器被廣泛地用來作爲雷達站中的電子射線指示器。

【Ⅱ】脈衝示波器（*pulse oscilloscope*）

爲了研究非常短暫的和不重複的過程，例如雷電放電、絕緣擊穿（試驗時）等，便採用了所謂脈衝電子示波器。電子束在屏上十分迅速的一次掃掠，在普通示波器的屏上不會引起什麼顯著的光輝。故在觀察一次不重複的現象時，爲了提高亮度，只好採用很高的電壓（數萬伏特甚至數十萬伏特）。從電子射線管的使用年限及功率損耗的觀點來看，只有在被研究的過程發生的這一短暫時間裏接入這樣高的電壓才是合算的（當然是自動接入）。由於這個緣故，這種示波器就被稱爲脈衝示波器。

【Ⅲ】電磁示波器（*electromagnetic oscilloscope*）

爲了觀察和記錄比較緩慢的過程，例如頻率在數十仟週以下的振盪，便應用著電磁示波器。在此種示波器裏，在磁場中安放一個用細絲作成的小圈，上面裝一個小鏡子，過程的觀察和記錄就是利用這個小圈和小鏡來進行的。在小圈內有電流通過時，小圈便在磁場中轉動，圈上的小鏡以及由小鏡反射出來的細小光束也就發生偏轉。由於小圈具有這樣的可動性，故其偏轉以及與之相隨的光束偏轉便重複著小圈中的電流強度的變化。爲了獲得掃描，由小鏡出來的光束便射到一個轉動的多面鏡上，多面鏡使光束以恆定的速度在另一個方向（垂直於光束因小圈振動而發生偏轉的方向）內偏轉。這樣一來，光束在幕上產生的亮點便在幕上繪出一條曲線，此曲線便表示著小圈內所通過的電流強度的變化。爲了將過程記錄下來，可以不使光束投射到幕上，而投射到照相軟片上。

【示強量】(Intensive quantity)

將一平衡的物系分成質量相等的兩部分時，不隨質量的等分而變化的性質叫做示強量，又稱內含量。例如溫度、壓力、張力、表面張力、電動勢、磁強等。

參閱“內含量(*Intensive quantity* ”條。)

【示蹤劑】(Tracer)

示蹤劑是將一種穩定的化學元素和它的具有放射性的同位素(*radio - activeisotope*)混合在一起，因爲放射性的同位素能發出放射線，可以利用儀器確定它的位置與分量。當它隨同穩定的化學元素一起參與各種變化時，只要探察得放射性同位素的分佈和動向，即能確定穩定化學元素的種種作用。例如我們將放射性磷混合在磷肥料中使用，根據放射性磷在植物中的分佈，便可研究出植物對磷吸收的實際情況。示蹤原子法在生物學、醫學、工業和農業等方面都有極廣泛的用途。

示蹤劑的用途可分下面幾方面來討論：

【Ⅰ】醫學上

醫學上利用放射性同位素做爲示蹤劑，以供分析(*analysis*)和判斷(*diagnosis*)病情用。使用放射性同位素有兩個優點：第一，它們使用的劑量極其微小，但即使小至十億分之一克的微量也可以用適當的儀器度量出來。第二，它們能自行運動到身體上已知的固定部位。舉個例來說，放射性的碘化鈉在人體內的表現與一般家庭使用的碘化鈉完全一樣。這些碘元素集中在甲狀腺，然後轉變成甲狀腺荷爾蒙(*thyrox-ine*) 。另外有些含放射性或稱標誌的原子能夠附在骨髓、紅血球、肺部、腎臟或留滯在血液裏，而可被適當的儀器偵檢出來。

【Ⅱ】化學上

在化學研究上，需使用放射性同位素的理由有二：某些問題是必須使用示蹤劑方能得到答案的，例如：金屬離子在其鹽類的溶液中自身擴散

(*self-diffusion*)的現象，不能由其他方法加以研究。有些情況雖然在原則上並非絕對需要使用示蹤劑，不過爲了方便起見，亦常使用之，例如共同沉澱(*coprecipitation*)的研究即爲一例。雖然一般說來，使用放射性同位素示蹤劑，再以計數的方法加以分析，言較使用穩定性同位素以分光分析(*spectrometric analysis*)的方法爲簡單。例如使用氘(*deuterium*)而不使用氚(*tritium*)，但是像*He*、*Li*、*B*、*N*、*O*等元素中沒有適當半衰期的放射性同位素存在，所以穩定同位素的分析技術依然不能廢棄。

放射性同位素的使用，必須先有兩個假設，第一個假定爲放射性同位素的化學性質須與其同元素的穩定同位素完全相同，例如：以 ^{60}Co 取代鈷化合物中的 ^{59}Co 並不會改變此化合物中化學鍵的形態與強度，也不會影響原有的物理性質。這種假定的正確性須依據化學及物理性質測度的精密程度而定。不同同位素間質量的差異會使這些性質發生某些改變，但不論兩同位素同爲穩定的同位素也好，同爲放射性同位素也好，或一爲穩定同位素而另一爲放射性同位素，如果質量不同，那麼物理性質也不會相同。雖然有這種性質的不同，但同位素效應卻十分微小，以 ^{12}C 及 ^{14}C 爲例，雖然此二者間的質量差約爲 15 %，但其物理性質的差別卻小到難以測定。在實際使用上，只有氫-氘-氚間取代的情形下，才需考慮同位素效應，因爲這種取代中，氫-氘-氚間的相對質量相差甚大。

第二種假定是同位素的物理或化學性質不因放射性質而改變。在放射性改變發生的瞬間前，放射性的原子與穩定的原子間除去同位素的質量差別外，無法由其他性質加以區別，它們間唯一的不同是因微小同位素效應所建造成的差別。放射性蛻變發生後，這些具有放射性的原子即可與穩定的原子加以區分，因爲此二者已不再是相同的元素，蛻變後的元素，其化學性質通常與未蛻變前原子的化學性質並無關係。當蛻變率

增加，釋出的放射能可產生二次效應。但在一個設計良好的示蹤實驗中，使用的放射性同位素的放射能量及強度正好可以產生所需的精確數據，但不致成顯著的放射效應。

【Ⅲ】工業上

許多工業，僅在很少數的幾個操作工程中使用同位素，但有些工業，卻在許多操作過程中，都用到同位素。比方說，在石油工業中，從油井一直到汽油桶，幾乎處處有同位素的芳蹤。

在探測石油時，將放射性的針擺到試驗井或揷進地中，然後再測量放射線，穿過各處不同之岩石，所散射回來的改變情形。地質學家再將各處所測到的輻射線記錄下來，再據此劃出地層的剖面圖。這份剖面圖，就可告訴他，在某處鑽井是否適當。

油田的操作者發現，有時將水倒進某一枯老的油井，常可使其新生。放射性同位素追蹤這些水和油的結果，能夠告訴我們，底下的油是否足夠得值得用水將其灌上來。

在鍊製廠中，放射性同位素又要跟著物質，流經許多操作過程。然後，等到原油已被精製成種種產品（汽油、輕油、機油），可將這些產品拿到公司的實驗室，用放射性同位素檢驗。從這檢驗所得的資料，可使得公司的工作更有效率。

最後，石油公司還要用油管將油運到很遠的地方去。許多家石油公司通常是合用一支油管的，看起來差不多，所以我們將每條油束的前頭，放一點放射性同位素，以便區分不同的油束。在A公司的油前面，放點同位素，再在B公司的油前放另一種同位素。當這些油被輸送到散置異處的一系列油桶，一個守活塞的人就用放射線偵測儀來偵測同位素，然後將A公司的油導進A油桶，而將B公司的油導到B油桶。

原油大部分是由汽油、煤油、機油、潤滑油等混合而成的。在昔日精製石油時，只要將原油經過簡單的分餾，就可得到夠用的汽油。但到

了今天，這方法所造之汽油，已供不應求了。爲了要彌補此項不足，工程師們發現，可將一種很像用在汽車中曲柄箱之重油，拿到叫做催化熱裂器之儀器中分化，製成更多的汽油。

一個催化熱裂器包括三部分：反應器、汽提和再生器。然後將石油和粉狀催化劑（通常是用表面積很大的矽－鋁混合物），在華氏九百度的反應器中混合，石油就會分化成汽油、焦炭和重油。催化劑再將焦炭和重油帶到汽提，再由高溫之水蒸氣將重油帶走，到了再生器。在這兒，吹進約華氏一千一百度的空氣，把重油和焦炭燃燒。

這種催化熱裂器乃是裝備中極巨大之一部分。一個單元就能裝下九百噸的催化劑，而立起來差不多有兩百呎高。再生器則爲熱裂器中之最大部分，差不多有三十呎到四十呎的直徑。

想要得一熱裂儀器最高之工作效率，就必須讓工程師知道，催化劑到底是如何在各部門間運行的。放射性同位素來作此項工作，效果極佳。通常，將一放射γ射線之同位素（例如鈧-46），加到催化劑中。再讓此種已加入放射性同位素之催化劑，微量地施於反應器中，然後在汽提和再生器之各處，作抽樣檢驗。所得的結果，立刻告訴了我們，催化劑從此容器跑到彼容器，到底有多快。於是工程師就可標出，在什麼地方催化劑沒跟物質混合，然後就可想法改善。比如說，增加氣流量。據一家公司的報告，他利用同位素研究催化劑混合的結果，使得他在研究經費上，省下差不多二十萬美元。

催化劑的表面，會慢慢變得遲鈍不起作用，以致不能擔當任務。故每天都要將一些催化劑自裝備中取出，而換入新鮮者。假如使用放射性示蹤劑，工程師就曉得，該拿掉多少催化劑，該裝入多少催化劑。

空氣以每分鐘九萬立方呎的速率衝進鍊製廠的再生器中（這個量，等於一個底面積爲網球場大，而三層樓高的桶所裝的空氣）這一陣風，每天要將細粉狀的催化劑，吹出煙囱有五到十噸。若是利用同位素

來研究，我們就可將此項損耗作精確的測量，於是吹進再生器的空氣就可作適當之調整，以使損耗和再生間，能達到最有效之平衡。一家鍊製廠的報告中說，因使用示蹤劑的結果，使得他在催化劑之損耗方面，每年減少了二十四萬美元。

示蹤劑法的靈敏度實在太高了，用千分之一居里的γ射線產生物（相當於十萬分之一噸的普通同位素）與五百噸的催化劑混合，然後只要取出四分之一加侖的此混合物，其輻射線之強度，就足夠被儀器偵檢出來。這個數量的放射性，決不會危害到鍊製廠中的工作者的。除非有人吸下，或吃下了幾噸這種加同位素的催化劑，否則決不會被輻射線所傷。

汽車工業中，在研究如何能增長汽車壽命上，放射性同位素是項非常重要

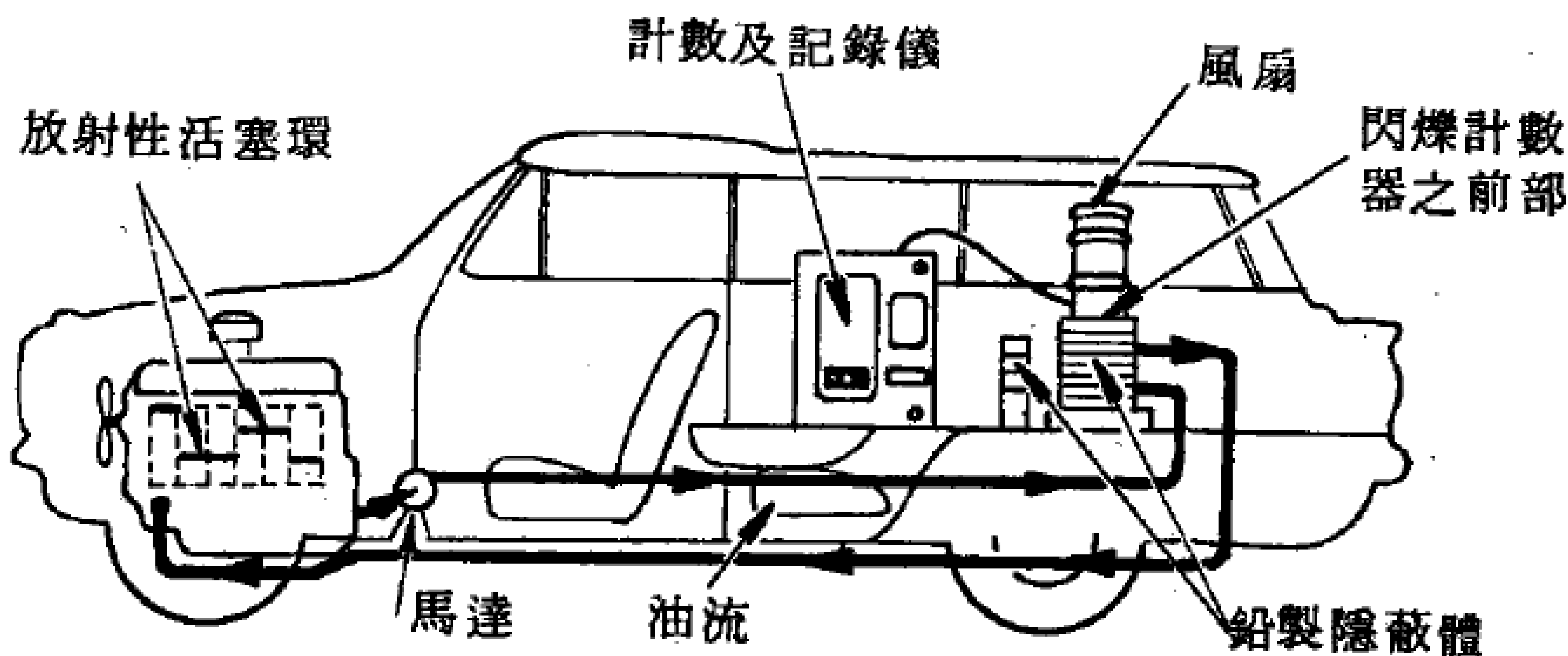


圖 5 — 104
裝有用放射性活塞環以測發動機磨損度之汽車

的工具。活塞環與汽缸內壁相摩擦處，即最易磨損的地方。細微的鐵屑 會從活塞環脫落，然後被潤滑油帶走。欲測此種磨損度，我們可分別在開機前後，測活塞環的重量；或者量聚集在油內鐵屑的重量。在同位素方法尚未發展完成以前，一位工程師縱使想用最精細的天平測出（活塞環）重量之改變，也必須讓機器運轉至少十天。但是用放射性同位素作示蹤劑，則相同之度量只要幾分鐘就可完成，而且，所得之結果，比用重量檢驗法要可靠，且至少所得之精確度，要五十倍於重量檢驗法。

同位素示蹤劑首次用來測活塞之磨損，是在 1947 年。這方法乃基

於一原理：即活塞環所磨損之鐵粒中，若帶極微量之放射性同位素，則立刻可偵檢出，然後就可據此以度量。方法有許多種，其中之一，是把活塞拿到原子爐中讓中子撞擊，使一些鐵原子變成放射性鐵。再把此活塞裝到機器去，然後發動機器，並且把油打過一偵測儀器，然後此儀器就能"計數"出，從活塞環上掉到油中的放射性鐵所發出的輻射線。

圖 5 — 104 說明了一輛汽車在正常操作時，我們如何決定活塞的磨損度。放射性的活塞環乃裝在前面的兩個汽缸中，然後用馬達把油打過一個計數器。於是，放射性鐵的數量就能自動地被記錄下來。這種方法也可施用於很大的設備，比如說，火車頭和輪船上的柴油機。

用放射性同位素作磨損度之檢驗，可省下一筆可觀的經費。比方說，有家商行，本來每次檢驗要花差不多三千二百元左右的，若用放射性同位素法，不但準確度更高，而且只要花二百元。這家公司每年差不多要作六百次這種檢驗，所以他每年可省下差不多兩百萬元。

由以上之討論，我們看出示蹤劑方法之優點：

1. 這種方法具有特效。因為放射性的原子與穩定原子，在化學作用和物理作用上完全相同（如放射性鐵與穩定鐵），故當一放射性原子，發出一個信號，表示它從此處移動至彼處，無疑地，這表示出它那些穩定的弟兄們，一定也移動了。

2. 此方法極為敏感。只要將機器開動幾分鐘，所掉下的放射性鐵，就足夠讓計數器偵測出來。事實上，我們連 4×10^{-17} 噸的放射性鐵-59 都可偵測出來。因為靈敏度這麼高，所以我們所需的放射性同位素也很微量，故成本因而降低。

3. 這方法只需很簡單的裝備。

4. 這方法大都無破壞性。在剛剛那個發動機的例子中，我們不需要將活塞環撕成碎片，才能測出它的變異；而我們也無需在每次檢驗後，打破發動機和活塞環來一窺究竟，方能知道改變操作狀況所生之效應。

放射性同位素測磨損度的方法，比起某些物理測度法，精確度要低百分之一到百分之二，但是和一些精確度到達千分之一的傳統方法，卻不相上下。

【立方結構】(Cubic structure)

爲晶體的一種結構，亦即晶體中原子或分子的排列爲立方體者。又可分爲三種：

1. 簡單立方體(*simple cube*)——即僅在立方體的各個角上有原子或分子，亦即每一原子之相鄰接原子有六個。

2. 體心立方體(*body-centered cube*)——即除了在立方體之八個角各有一原子外，在立方體的正中心亦有一原子，亦即在中心的原子爲八個原子所包圍。

3. 面心立方體(*face-centered cube*)——此爲立方最密堆積之結構，亦即在每一立方體單位中除了各角具有一原子外，在每個平面的中心亦各具一原子時稱之。

【立體角】(Solid angle)

一立體角爲一圓錐體(或角錐體)表面內所包含的空間，如圖 5 — 105 所示。它的值，以球面度(*steradians* 簡寫爲 *sterad*)表示，可由繪圖的方法求得，繪圖時，以角頂 O 爲球心，以任意半徑 R 繪一球形表面，則立體角 Ω 可由下公式求得

$$\Omega = \frac{S}{R^2}$$

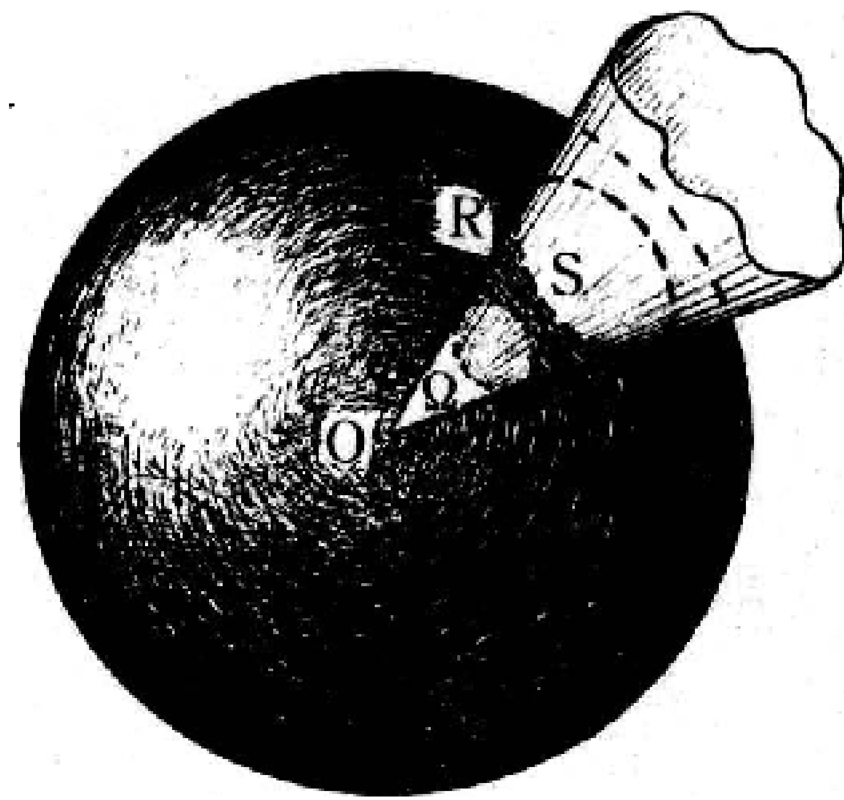


圖 5 — 105　立體角

【立體音響之重發】(Stereophonic reproduction)

近年來高傳眞工業已達到高傳眞的最後一步，就是達到所謂的立體音響重發(或稱身歷聲)。立體音響重發需要兩組完全分開的錄音(或

廣播）及重發系統，以符合人類兩耳聽聲音的能力。人類之所以能辨別聲音的方向及其深度，是因爲人具有兩隻耳朵。如果將一耳塞起來，就可發現一耳所聽的聲音失去眞實感，並且方向也辨別不淸。立體音響能滿足人類兩耳的三度空間聽覺。較老的單音道聲音重發方法，是一個頻道，由一個聲源送出的聲音，經人的兩耳接收，僅僅是兩耳接收的時間稍有差異而已，所以無法辨別聲音的空間關係及其深度。單聲道重發，無法使人分辨聲音是從上下、前後、左右等何方傳來。只有利用兩個或更多聲道的錄音（廣播）及重發，方能將聲音的方向及深度空間特性保留下，這就是立體音響所要達到的目的。因此立體音響完全是另外一種不同的聲音重發技術。立體音響不必要是高傳眞，如果又是高傳眞的話，當然是聲音重發的最佳方法了。

立體音響的收錄，一直到 1957 年，立體音響只能錄在磁帶上。利用兩個或兩個以上的微音器，放在聲源前方的最佳音響位置。由各微音器所接收的聲音，錄於同一錄音磁帶內的各個磁道（*magnetic track*）上。而錄音帶內包含有兩個磁道（圖 5 — 106 所示）。由於大多數的錄音機，都有兩個單獨而平行的磁道，所以將各電路所接收的立體音響同時錄於此兩個分開的磁道上，並非一種特殊的事。兩磁道在帶盤上同時開始，同時結束，只是聲音分別錄於兩個磁道上而已。當重發時，聲音同時由兩磁道，經各自的放大器及揚聲器放出，如此立體音響就可重發。實用上，通常

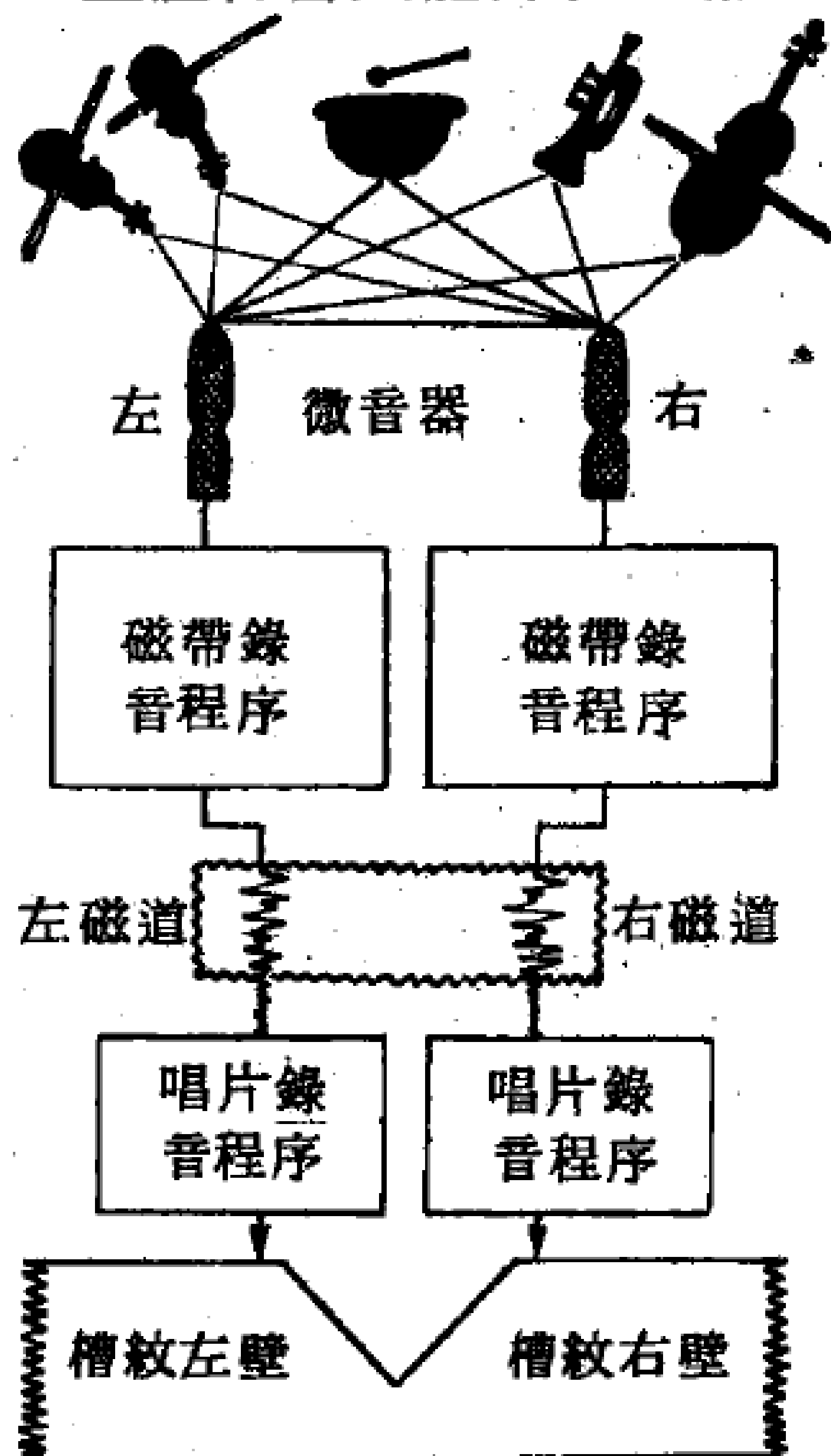


圖 5 — 106
磁帶及唱片的立體音

在一個磁帶上可有四個磁道，兩磁道在一邊，而另兩個磁道則在磁帶的另一邊。所以四磁道的立體音響磁帶可作正反兩方向錄音，這和雙單音路磁帶可正反兩方向使用一樣。這種錄音方式，仍是今日錄製生動原版錄音的重要方法。由於商用錄音機及家庭用錄音機速度不同，如要大量翻製原版錄音帶直接供給家庭用，仍相當困難。但商用立體音響錄音帶一直被認爲是得到高傳眞重發的最佳方法。

一直到 1957 年，利用威斯催克斯系統（*Westrex system*）錄製立體音響的唱片成功後，立體音響才能眞正的普遍爲人所愛好。威斯催克斯系統，可將立體音響分別錄於唱片*V*型槽紋的兩壁上（見圖 5－106）。實際上，是將聲音先錄於立體音響原版錄音帶上，再經威斯催克斯程序而再錄於唱片原版*V*型槽紋的兩壁上，然後再大量壓製成唱片出售。

使立體音響唱片聲音重發所用的拾音頭，是聲響工程（*audio engineering*）方面的傑作。一般單音道拾音頭，只需響應於唱片槽紋邊側及垂直運動方向即能達到目的。立體音響拾音頭不僅需將兩個方向的複雜機械振動，變爲相應的電振動，並且需保持槽紋兩壁所生的振動完全獨立無關。如果以上所討論的不能滿足的話，此拾音頭能用單音道唱片，而且保眞性不變。主要的，這種立體音響拾音頭的唱針運動，完全是邊側運動與垂直運動的合向量運動。拾音頭兩拾音圈可將合向量運動分解爲相當於兩唱針運動的相應電能向量，然後將此兩信號分別送至立體音響重發系統的左右兩重發系統中。此系統非常複雜，但其結果如神效般的良好。

【立體音響廣播】（ Stereo broadcast ）

無線電是用於立體音響重發的最後一種媒介。只需要兩個發射機及兩個接收機，就能構成立體音響廣播系統。1950 年代後期，曾有數個電臺（如紐約*WQXR*臺），利用兩個發射機，以試驗立體音響廣播。如圖

5—107所示電臺，包含有調頻及調幅發射機所構成的立體音響廣播，這也就是所謂的調幅、調頻立體音響（*A.M.-F.M. stereo*）。在圖左側頻道，是藉正常的頻率調變發射機所發射出，在家庭中也是藉頻率調變接收機予以接收；另一頻道（圖右側所示）是由振幅調變發射機所發射出，同時也是藉振幅調變接收機所接收。雖然如此做，在理論上是非常好的，由於振幅調變頻道的雜波影響及失眞均較頻率調變頻道爲大，所以在實用上並不好。由於調幅頻道的雜波及失眞大，將導至兩頻道的不平衡，所以有損立體音響的感覺。

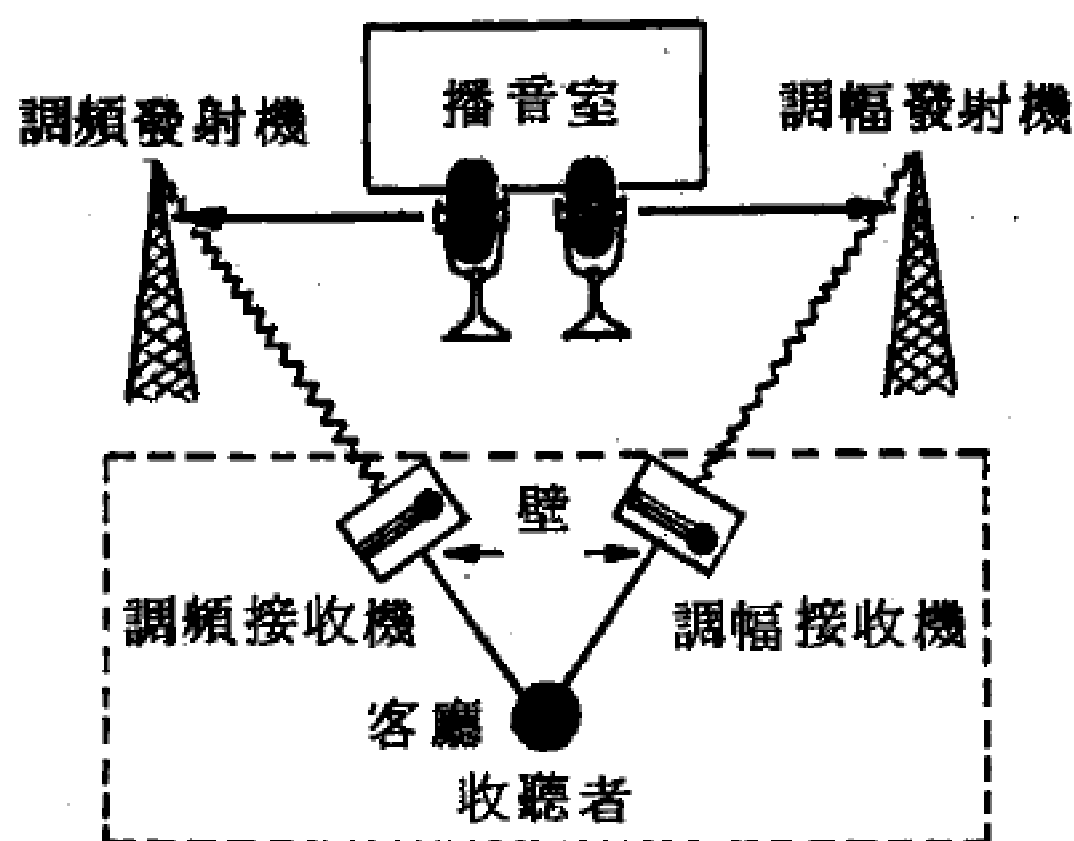


圖 5—107
調幅、調頻立體音響廣播系統

在1961年，利用純頻率調變立體音響（調幅、調頻）的廣播系統，已成爲事實。這種巧妙的系統，被稱爲複式調頻立體音響（*F.M. stereo multiplex*），實際上，此系統只用一個調頻發射機，以播送左右兩頻道。如圖5—108所示的兩頻道，在未被播出以前，就以一定形式在發射機中予以結合，然後被複式調頻接收機（*F.M. multiplex receiver*）予以分離，而成爲原來的雙聲道。這些都是自動的，由調頻裝置所完成；早期，需在調頻接收機上，加一個複式接合器（*multiplex adaptor*），方

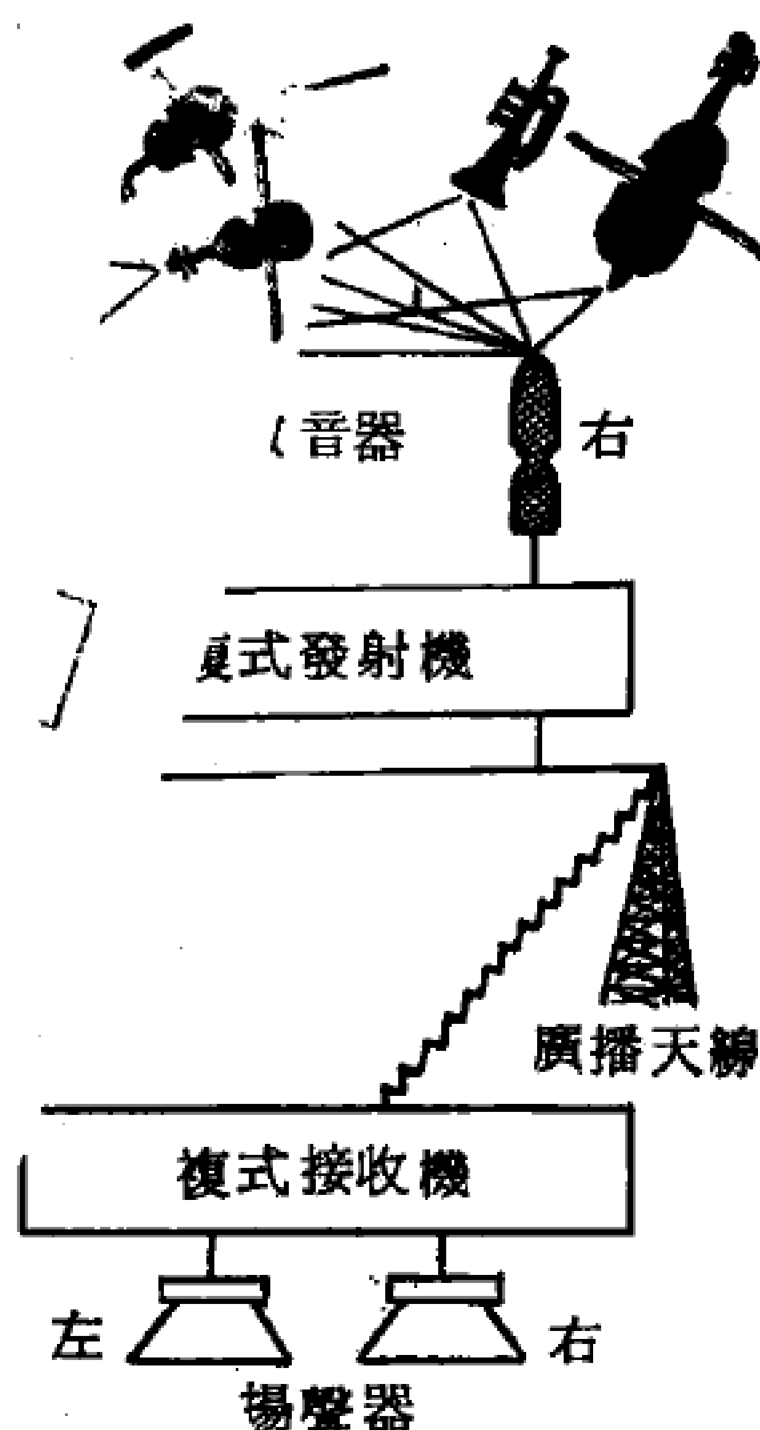


圖 5—108
複式調頻立體音響廣播系統

能接收立體音響信號。

圖5—109爲複式調頻系統動作情形。在一個立體音響複式電臺，發送一個$L+R$部分（左頻道頻帶加右頻道頻帶），一個$L-R$部分(左頻道頻帶減右頻道頻帶)，及一個控制接收機使其產生同步作用的19仟赫的指示信號（*pilot signal*）。複式調頻接收機，接收由此三部分所構成的信號，並對此三部分予以檢波（一般調頻接收機，只對$L+R$部分電波予以檢波，這也就是單頻道調頻系統所用者）。特殊的濾波器將$L+R$，及$L-R$部分予以分離。如需得到左頻道的信號，只要將$L+R$與$L-R$相加（因爲$L+R+L-R=2L$）；而右頻道則可用$L+R$減$L-R$〔因爲$L+R-(L-R)=2R$〕而得。左右兩頻道的信號，單獨各自加以放大，然後再利用各自的揚聲器使其重發。

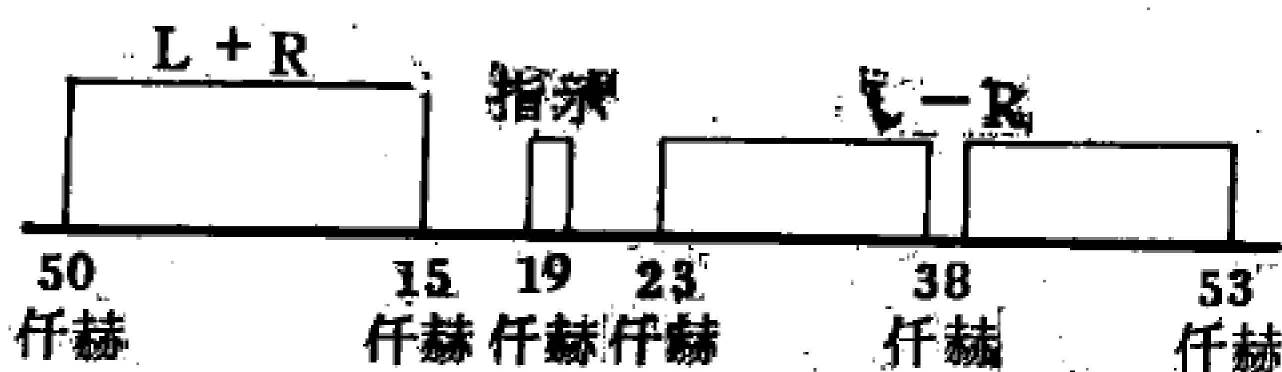


圖5—109 特殊複式調頻信號

【立體音響無線電】(Stereophonic radio)

立體聲系統有兩條獨立的聲道，每一條爲一隻耳朵而設。這使音樂與其他聲響顯得較爲眞實。

無線電工程師發現了一個辦法，在無線電廣播與接收中實現立體聲。那便是“多工廣播”，已經用在調頻式無線電中。當然最簡單的方法是用兩個不同的電臺去廣播，成爲兩個聲道。在一些地方，那裏的播音室同時兼用調幅和調頻廣播的，這辦法的確試行了一個時期。收聽者用他的調幅收音機對準一個聲道，而用他的調頻收音機對準另一個聲道，效果非常好。但如果你只有一部收音機，你只能收到一個聲道，這使聲音變得怪異起來，因爲你只聽到音樂的一部分。

而在“多工廣播”中，一切均在一條聲道中進行。故以一架普通的調頻收音機，雖得不到立體音響的效果，仍可以正常地收聽；但如果你

有一座立體音響調頻收音機和兩個發聲系統，則輸入訊號被選中後分成兩部分，送至兩個揚聲器中，如此就等於具有兩個聲道，因而可達成立體音響的效果。

這一切均由電子混合裝置與電子分類裝置來進行。在廣播室中，訊號之一循正常方式送出，而另一則再和一個特殊的“副載波”相混合。

在收音機中，則有一道電子門開闔著，把輸入的訊號先送到一個揚聲器去，再送到另一個揚聲器去。這差不多等於是，當電臺由左邊聲道播送時，收音機把左邊的揚聲器連接到左邊的聲道；而當電臺由右邊聲道播送時，又把另一個揚聲器接通右邊的聲道。一秒鐘內換接許多次，所以聲音一直是連續的。

【立體電影】(Stereoscopic motion picture)

在 1952 與 1953 年之間，立體電影的崛起，使大量觀衆湧向電影院。當時的觀衆都要戴著偏振眼鏡觀賞，而放映機鏡頭也要加一起偏器。

其實無需使用起偏器也可在自家中觀賞靜止的立體幻燈；它的裝置是一個小箱子，裝有光源和適合兩眼的透鏡；箱中以一黑色平板分隔爲二，放入兩個並立的透明影片，彼此相隔二吋，並使左右的影片各對正透鏡（二個影片必須稍有不同，是用相機在距離二、三吋，約

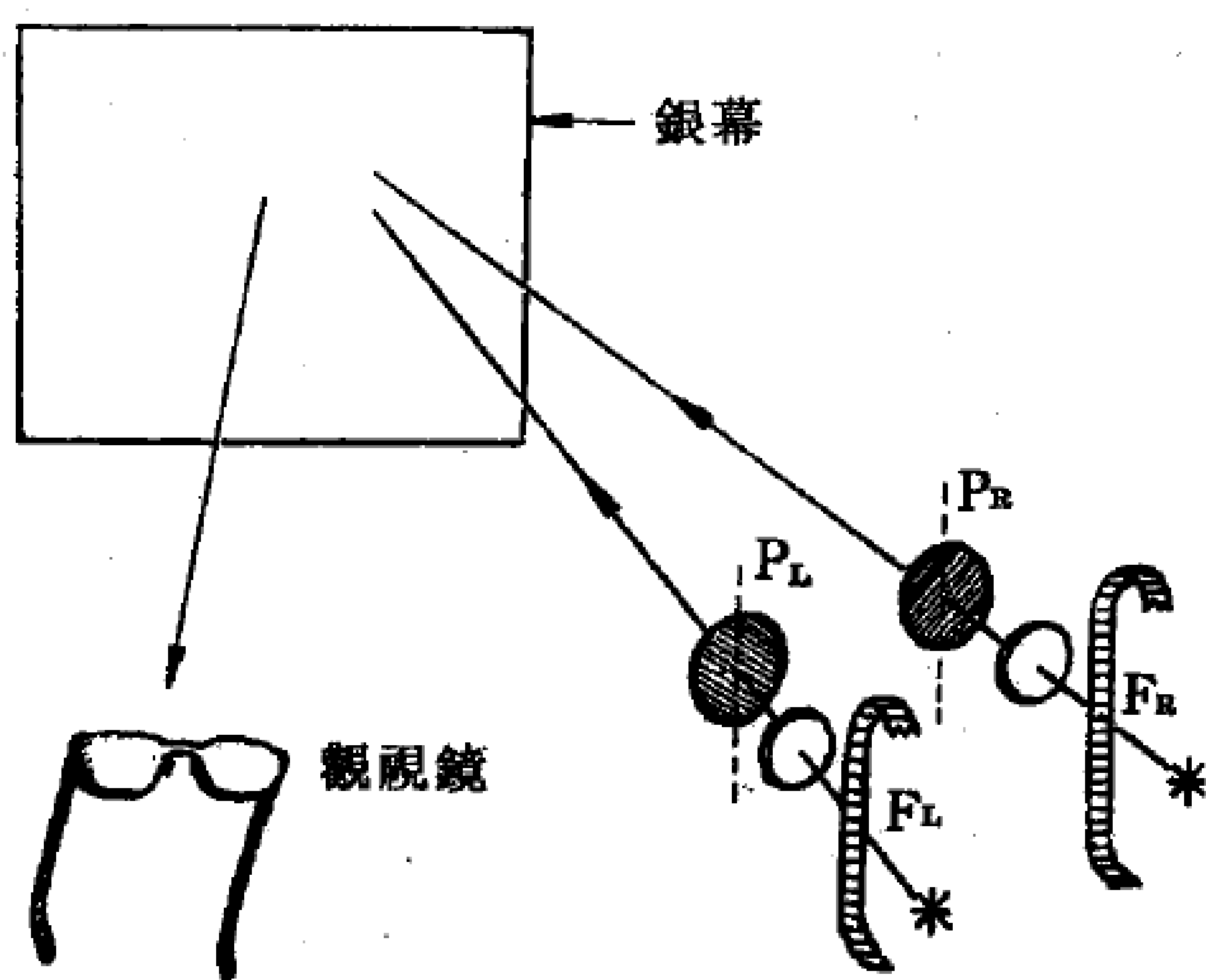


圖 5 — 110

偏振限制的立體電影裝置。“右眼影片”與“左眼影片”各由左右放映機放映，放映機前分別裝以 $-45°$ 及 $+45°$ 的線起偏器 P_R 及 P_L。觀視鏡的鏡片包含對應的 $-45°$ 和 $+45°$ 起偏器，因此左右眼各接收所需的影像，而使觀衆產生立體感

爲兩眼的距離下分別攝得）。影片的並立與間隔板的功用是要使右眼只能看右邊影片而左眼只看左邊，彼此沒有重疊的現象發生，因而對觀賞者便會產生一種眞實的立體感。

電影院中放映這種設計的立體影片有許多困難，主要原因是不同的放映機要同時爲右眼與左眼放映影片，彼此要同步到 0.01 秒的時間內，因爲僅有一銀幕，而觀衆成百，間隔板實在不可能存在，所以沒有一種幾何的設計能阻止視覺的交錯。

直到 1930 年間，一種稱爲偏振限制系統（*polarization-coding system*）問世，使各項問題迎刄而解。如圖 5－110 所示，將線起偏器的透射軸以－45°的角度置放於右眼放映機前，另一個以＋45°置放於左眼放映機前，投射於銀幕上的二道光束便因此成正交型式了；觀衆的觀視鏡各由相對應的起偏器製成，所以看到的影像都是發自所需的放映機，立體效果非常逼眞，又因起偏器適合各種色光，所以無論是黑白影片或是彩色影片都可放映。

置於放映機前的起偏器通常都是由*K*片製成，因放映機用高功率光源，故偏振濾光鏡會吸收能量而發熱，*K*片正好可免除此一困擾。立體觀視鏡通常由*HN*-38片製成；其主透射比 k_1相當高，次透射比 k_2則甚低，而且價格便宜，用完便可棄置。

然而此法也有個缺點：假如觀衆頭部偏動，則因觀視鏡的鏡軸與放映機前的起偏器無法完全配合，便會造成視線的交錯，致使效果減低。若將線型起偏器代以高級的消色差圓型起偏器（*achromatic circular polarizer*），便可解決上述困難，但迄今仍無法很經濟地製造消色差圓型起偏器。

偏振限制放映系統常會由於銀幕的除去偏振作用而減色不少；具有光滑的塗鋁銀幕約可保持 99％的偏振度，其他如粗糙的表面或金屬塗料也會引起影像的交錯。早年由於銀幕使用不當，造成影像的交錯以及二個

放映機的同步情況不佳，使得電影院老闆不得不放棄立體電影事業的經營。然而今後若能在各方面加以改進的話，則電影業的再度興起將指日可待，而觀衆也可大飽眼福了。

立體電影除了以上所述的方法外，同在 1930 年間，還有一種由蘭特（*E. H. Land*）與馬勒（*J. Mahler*）發明的新方法，稱爲重疊影片的問世，因此解決了許多問題。在此法中，兩捲膠捲彼此重疊在一起，我們只需用一部放映機來操作，及兩組軟片的同步，故非常方便，甚至當膠片斷裂，經接合後，其同步狀況仍是完好如初。

在操作過程中，此法需要注意的只是保持二個投射光束的同一性，而以偏振限制法來產生立體效應。然而由於影片的重合，此種限制必要在影片本身各自產生。在蘭特與馬勒所用的方法中，每個影片由同向排列的線型二向色分子顯色，對重疊的兩組影片而言，選擇彼此垂直的二向色排列，影片之一的較暗部分含有較高密度的二向色分子，較明部分則含有較少量的二向色物質；但無論密度的高低，一張影片上分子的排列方向總是維持一致。另一組影片的二向色分子的排列方向與前一張互相垂直，需注意的是，影片的顯像物質不得含銀或是其他無向性吸收材料，只能用一些高度二向色性吸收物質同向的排列。

重疊影片的原理，就譬如電子通訊中兩個獨立頻道，每個影片相當於一個頻道，彼此互不干涉。因重疊影片本身已有產生偏振的能力，所以無需借起偏器的幫助，加入起偏器反而會破壞整個系統。當然實際放映也需顧及各項問題，如：銀幕、觀視鏡等都要加以注意。此法的立體效果很佳，可惜影片必須特別攝製和冲洗，花費昂貴，而且要維持高度的二向色比，使得兩個影片頻道各自獨立，互不干擾，以消除影像的交錯，頗爲不易。

靜止的重疊影片在技術上比較簡單，價格也比較便宜，它在航空上有很大的用途；假如空照地圖做成重疊影片，產生立體的視覺，對於高

山地區的飛行有莫大的裨益，對於製圖員而言，等高線的標高作圖也就很容易了

【立體聲】(Stereophonic sound)

自從聲電系統在通信電路中實用以後，科學家及工程師們就了解聲音的空間性質及其重要性，而著手研究聲電系統中聲音再生的立體化。所謂單聲（*monophonic*），從其希臘字源來解釋，爲單源聲音（*one-source sound*），實際上是單放大器波道（*one-amplifier channel*）及單揚聲器系統（*one-speaker system*）的統稱。立體聲從其希臘字源解釋是實體聲音（*solid sound*）或三度空間聲音（*three-dimensional sound*）。亦即來自各不同音源，而又各有其位置及音量階層的聲音。其放大器及揚聲器等包括有二個或二個以上分開的波道（*channels*）。其次，在解釋聲音性質的時候，還有所謂單聽（*monaural*）及雙聽（*binaural*）之分，從其希臘字源解釋，應爲單耳聲音及雙耳聲音。

所謂雙聽系統，也可以說是最原始的立體聲效果的方法。雙聽技術的創意是基於人有二個耳朵，而二個耳朵的分開的作用，使我們對於聲音有“方向性”的辨識力。也就是說一個耳朵所送給大腦的感覺異於另一個耳朵，這二者之間的差異，使大腦判定音源的方向及距離。

現代的立體聲，除了有方向性以外，尚須具有深度（*depth*）的特性，這就是三*D*（*three dimensions* 即三度空間）所要求聲音的第三方向性（*the third dimension to the sound*）。也就是對於聲音的前景（*foreground*）、中（*middle*）及後景（*background*）要與右、中、左（*right, middle, left*）的音源一樣的能明確的分辨得出來。

又因立體聲所要求的聲音清晰度及不同音色的表現均遠較單聲爲高，因此立體聲系統必須要兼容許多音源。綜合地說，立體聲可包括方向性效

果（*directional effects*）、回聲（*echoing*）及交混回響（*reverberation*）的遲延效果，而一方面須使音樂的元素聲音（*element sound*）各自其音源由不同的波道系統傳至人耳，使形成高度逼眞而成爲原始聲音的翻版。

【立體聲響唱片】（Stereophonic record）

立體聲響唱片系統和立體聲響錄音帶系統很相似。在唱片中，唱片溝的兩側用作兩條聲道。刻溝紋的刀由兩個獨立的錄音系統控制著。反應於一個系統它向右震動（圖5－111），而反應於另一系統它向左震動。這樣唱片溝的兩側變成兩條聲道，就像立體聲響錄音帶上有兩條獨立的聲道那樣。

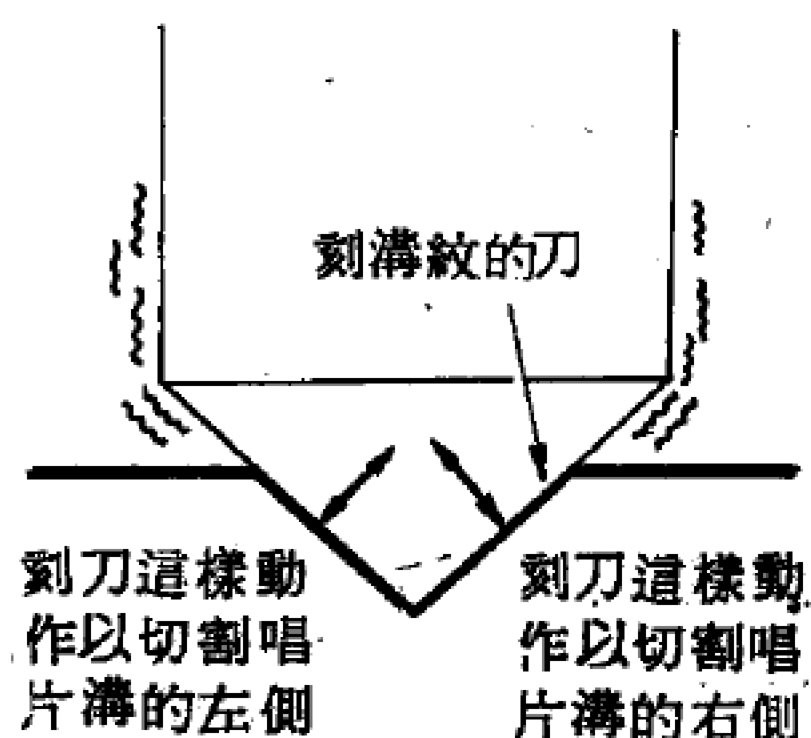


圖 5 — 111

要放送立體聲響唱片，需要一個特製的唱頭。這唱頭感受著唱針在兩個不同方向的震動，反應著唱片溝內的刻紋。有兩條獨立的電路通過這一特製的唱頭，就像錄音帶系統一般。

六　　畫

【丟奴張力計】(Du Noüy tensimeter method)

利用丟奴張力計可測定某一定溫度(室溫)下各種試料液體或溶液之表面張力，並由此決定液體之構造式。

膠質溶液之表面張力若使用毛細管上升法或滴數計法均難以準確測得。惟有使用白金環張力計始可得圓滿結果。其設計原理利用一扭力天秤，以測定試液表面施於正與其接觸白金環之向下吸引力。其構造如圖6—1所示。*a*爲一鋼絲，其一端固定於螺絲*f*、*g*之下，另一端固定於圓刻度盤之中心。刻度盤之邊緣刻有分度線，以便指針*e*在螺旋*d*旋轉下指示扭轉角度之用。*b*爲一鋁製之槓桿，一端緊夾在鋼絲*a*上，而另一端懸掛一白金環*c*。當螺旋*d*旋轉時，指針*e*在刻度盤上轉動，而*b*則以鋼絲*a*爲軸向上轉動。

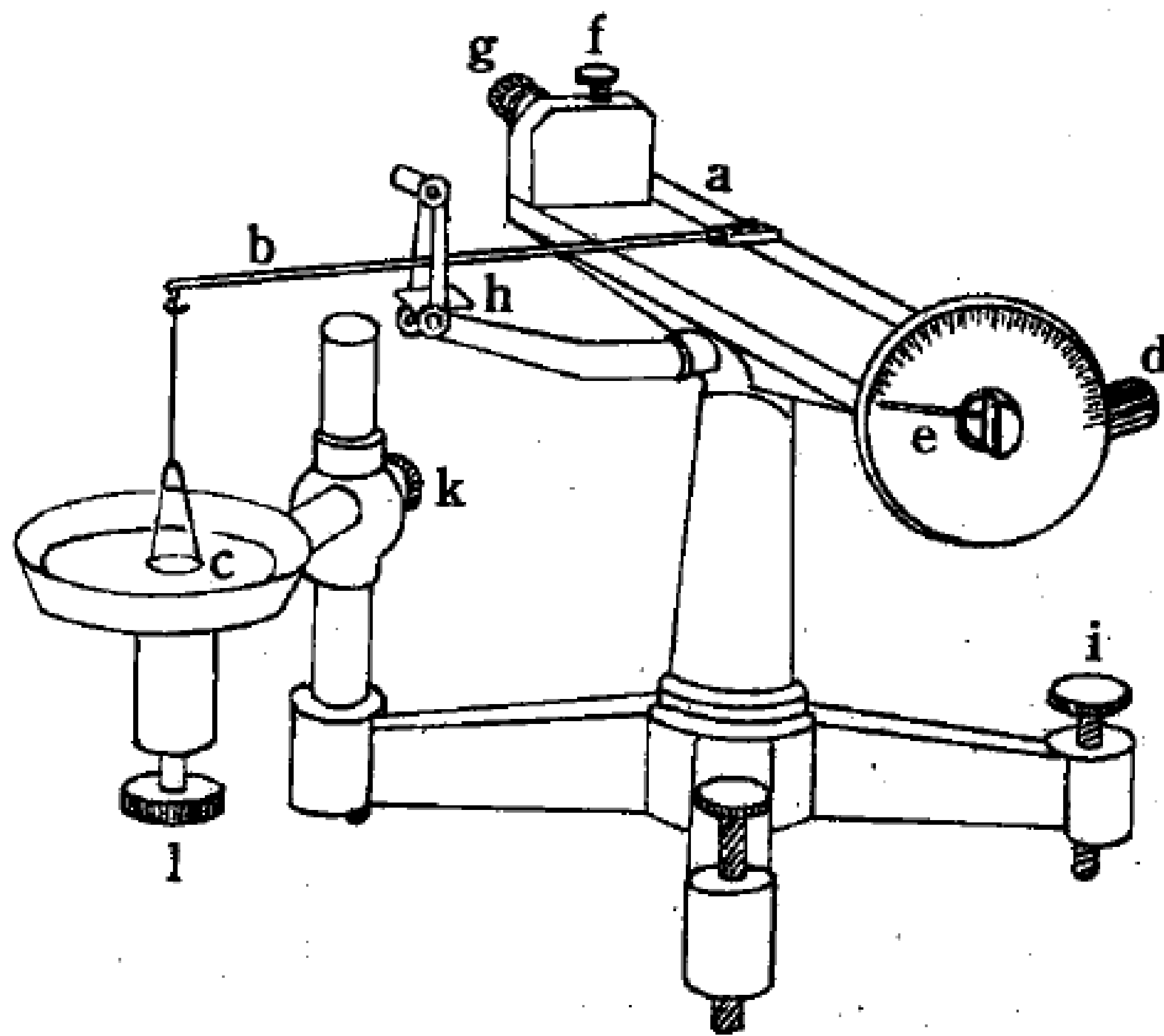


圖6—1

其測量方法有：

1.直接法——*c*爲外半徑r_1，內半徑r_2之白金圓環。將盛有試液之皿，移至使圓環恰能浸入液體程度。旋轉*d*時*b*以鋼絲爲軸向上轉動。此時液體爲環所切，終至切破而吊上。由測定切破液膜所需之力，則可得知該液體之表面張力。記下環將離液面時針*e*之指度。次將液體皿移去，置砝碼於白金圓環上。設再使*b*桿回至原高度時所加之砝碼爲

m，液體之表面張力爲 γ，則液體對於圓環之收縮力爲

$$2\pi r_1\gamma+2\pi r_2\gamma=2\pi(r_1+r_2)\gamma$$

又如圖6－2所示，因有一部分液體附著於圓環下，故圓環所受向下之力爲

$$2\pi(r_1+r_2)\gamma+\pi(r_1^2-r_2^2)hdg$$

但 d 爲該液體之密度，g 爲重力加速度，h 爲液膜切破瞬時之液面至圓環之高度。

$$\therefore\quad mg=2\pi(r_1+r_2)\gamma+\pi(r_1^2-r_2^2)hdg$$

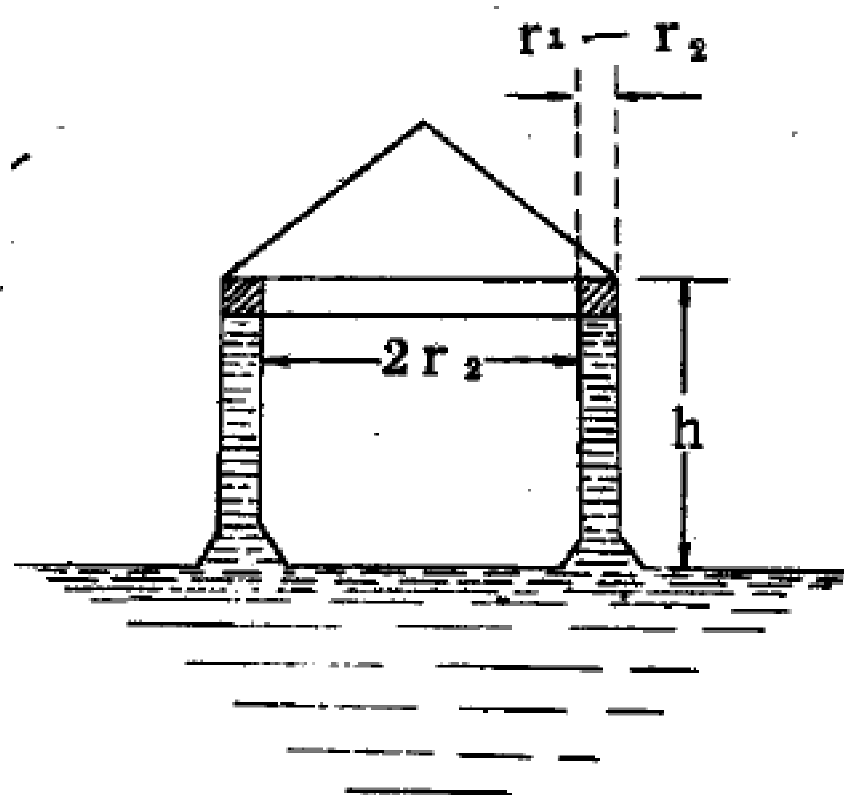


圖 6－2

因 r_1 及 r_2 相差甚小，設 $r_1=r_2=r$，又因液膜甚薄，所以此液膜之重量亦甚小，略而不計時

$$mg=2\pi(2r)\gamma \qquad mg=4\pi r\gamma$$

$$\therefore\quad \gamma=\frac{mg}{4\pi r}=\frac{mg}{2l}=\frac{P}{2l} \qquad (1)$$

其實由（1）式甚難得正確結果。其誤差之因素爲環之大小及白金絲之粗細。卡納特（*Canotor*）、契納斯基（*Tichanowsky*）、李納（*Lenard*）等曾加以補正得近似式。其一例如下式

$$\gamma=A(P-P_0)+B\sqrt{(P-P_0)\rho}+C\rho$$

但 A、B、C 爲因環之長度 l 及環絲之直徑（r_1-r_2）而定之常數

$$A=\frac{1}{2[l-2(r_1-r_2)]} \qquad B=\frac{l+3(r_1-r_2)}{l\sqrt{l}}$$

$$C=(r_1-r_2)^2\left(1+\frac{\pi}{4}\right)$$

又 P 及 P_0 各爲環附有液膜及無附液膜時之重量，ρ 爲液體之重量。或爲正確計，對於（1）式加以一補正因素 F，得

$$\gamma = \frac{Fmg}{4\pi r}$$

並對於表面張力已知之幾種液體做實驗結果，得知F爲與液體性質無關之r'/V及r/r'之函數。但r爲環之平均半徑，r'爲構成環之金屬絲之半徑，V爲被圓環提上之液體之體積

$$V_r = \frac{P'}{g(d_l - d_v)}$$

但d_l、d_v各爲液體及其蒸氣之密度。F值由實驗結果得知在1.1～0.75之間。

2. 間接法——設欲測液體之表面張力爲γ，與之對應指針e在圓刻度盤上所指度數爲θ，標準液體（水或苯）之表面張力爲γ_s，其度數爲θ_s。因mg與指針e所轉度數成正比，且用同一圓環，則

$$4\pi r\gamma = mg = k\theta$$

$$4\pi r\gamma_s = m_s g = k\theta_s$$

$$\therefore \frac{\gamma}{\gamma_s} = \frac{\theta}{\theta_s} \qquad \therefore \gamma = \frac{\theta}{\theta_s}\gamma_s$$

【交叉平衡】（Cross neutralization）

發射機的輸出級採用推挽放大時，爲著阻止振盪，會使用兩個平衡電容器，一個跨過此管之屏與另一管的柵極，另一個則跨過此管之柵與另一管的屏極。

【交互作用】（Interaction）

非孤立的巨觀系統（*macroscopic system*），彼此間能互相作用並產生能量的交換。這種作用過程可經由巨觀系統間功（巨觀的）的作用完成，但也能不經由這種功的作用而經其他的作用而完成（如熱作用）。

若以統計方式對系統間的交互作用描述時，可考慮由兩巨觀系統A及A'構成的交互作用系統A^*。考究由許多類似A^*的系統所成的系集

，當交互作用在A與A'間發生時，系集內的每個系統A^*，其能量在A與A'間的轉移通常並不相同。但我們能對作用過程中某特定能量的轉移予以機率的討論，或者求作用結果能量轉移的平均值。令作用前系集裏A與A'的平均能量分別為$\overline{E}_i$及$\overline{E}'_i$，作用後A及A'的平均能量分別為$\overline{E}_f$及$\overline{E}'_f$。因A^*為孤立系統，故能量一定，因此

$$\overline{E}_f + \overline{E}'_f = \overline{E}_i + \overline{E}'_i$$

此即能量守恆　　$\Delta\overline{E} + \Delta\overline{E}' = 0$

式中$\Delta\overline{E} = \overline{E}_f - \overline{E}_i$，$\Delta\overline{E}' = \overline{E}'_f - \overline{E}'_i$分別表示系統$A$及$A'$平均能量的變化。基於這種描述方法，熱力學上常見的交互作用可分述如下：

1. 熱交互作用（*thermal interaction*）——進行這種交互作用時，系統間的能階及其擴延變數均保持不變。作用結果，系統增加的平均能量稱為此系統吸收的熱Q；若系統減少能量，則系統有放熱作用，放出的熱以$-Q$表之。當系統A及A'分別吸入Q及Q'的熱時

$$\Delta\overline{E} = Q \qquad \Delta\overline{E}' = Q'$$

但由能量守恆得$Q + Q' = 0$　　故$Q = -Q'$

即當兩系統A及A'進行交互作用結果，一系統吸入的熱必等於另一系統放出的熱。

必須強調的是熱作用的結果，系統原來的能階並沒發生變化。兩系統間平均能量的消長，僅代表作用結果能量在能階的分配機率發生改變。

2. 絕熱交互作用（*adiabatic interaction*）——系統間的交互作用在彼此間沒有熱的受授情況下進行，而在此作用過程中，至少有一擴延變數發生變化。作用結果增加的平均能量，稱為對系統所作的功，以w表之。若系統在作用結果時平均能量減少，則稱此減少的平均能量為由系統所作的功，以$-w$表之。故當對系統A及A'所作的功分別

爲 w 及 w' 時　　$w=\triangle\overline{E}$　　$w'=\triangle\overline{E}'$

若整個系統 $A+A'$ 爲孤立系統，則由能量守恆

$$w+w'=0$$

故得　　$w=-w'$

這表明在兩系統 A 及 A 間有絕熱作用時，對系統 A 所作的功必等於由系統 A 所作的功。在此絕熱過程，因有擴延變數的變化，故至少有某些能階產生改變。任一系統平均能量的增減，在此情況下，通常由於其能態改變及由於出現某種能態的機率發生變化。

3. 一般交互作用（*general interaction*）——在擴延變數不保持常數及非絕熱的過程下，任一參與交互作用的系統，其總平均能量的改變可寫成

$$\triangle\overline{E}=w+Q$$

此式就是著名的熱力學第一定律。

4. 微量的一般交互作用（*infinitesimal general interaction*）——當系統由初巨觀物態經由極小量的變化而達終巨觀物態，其擴延變數及能量僅有極微小的改變。是以平均能量的增加 $\triangle\overline{E}$ 亦極微小，而能以微分式 $d\,\overline{E}$ 代替。此外，功 w 及熱量 Q 在此極小量變化過程皆以 $\bar{d}\,w$ 及 $\bar{d}\,Q$ 表示。微分符號上加一橫線，僅表明極小量過程，而並不表示功或熱量的差。由是 $\triangle\overline{E}=w+Q$ 可被寫成

$$d\,\overline{E}=\bar{d}\,w+\bar{d}\,Q$$

【交互作用之對稱性】（Symmetry of interaction）

交互作用具有一種對稱性（*symmetry*），就是將參與這交互作用的各成分，以及其互相的關係，經過一次變換（*transformation*），而交互作用定律的形式（尤其是漢彌頓函數）不變。

動量的守恆，是空間平移（*spatial translation*）不變性的結果，角動量守恆是空間轉動（*spatial rotation*）不變性的結果。用

差不多相同的步驟，我們也可以推算能量守恆爲時間平移（*temporal translation*）的結果。這些雖都只是古典力學的成果，量子力學不但不改變這些結果，而且還將這個結論伸延到不連續變換的情形。因此，我們就有一個推廣的結論。

當某一交互作用在一種變換下，其交互作用的定律的形式不變，那麼，我們一定可以找到一個對應於此變換的量，對此交互作用而言是守恆的。

這裏的變換包括連續性的變換與不連續性的變換，前者包括空間平移、空間轉動、同位旋空間轉動等；後者包括空間反置、電荷共振等。

各種不同的交互作用在同一個變換下可能有不同的表現；因此，不同的交互作用就可能有不同的對稱性。再由對稱性與守恆定律之間的密切關係，我們應該可以了解由不同的交互作用所生的反應過程會服從不同的守恆定律。由實驗我們知道，有幾種守恆定律是所有交互作用都服從的，這些對稱性包括：

1. 羅倫茲變換的不變性——在這裏所說的羅倫茲變換是最廣義的，其中包括了空間的轉動，因此也就包括了角動量的守恆。
2. 能量與動量的守恆——這是時間與空間均勻性的結果。
3. 電荷的守恆。
4. 重子數的守恆。
5. 輕子數的守恆。
6. 電子數的守恆。

除此之外，還有一個對稱性極可能是所有交互作用都具有的，這是所謂C.P.T. 不變性，其中C代表電荷共軛，P代表空間反置（*space inversion*），T代表時間的倒置（*time inversion*）。所謂C.P.T. 不變性，是說在將所有的時間與空間坐標改爲其負值，並將所有的粒子都變換爲它們的反粒子，而所有的物理定律的形式不變。這個對稱性是

可以由羅倫玆不變性以及場的局部性（即在場內相隔爲空性向量的時空點不互相影響）推導出來的，這個定理的推導，是量子場論中的一個重要的結果。

其他還有一些對稱性，並不是所有的交互作用都具有的，那些包括：

1. 宇稱的守恆——這是空間反置對稱性的結果。強交互作用與電磁交互作用有這種對稱性，而弱交互作用則不具有這種對稱性。

2. 同位旋的守恆——這是強交互作用的對稱性，在強交互作用的過程下，I 與 I_3 都守恆，電磁交互作用只守恆 I_3，而破壞 I 的守恆。由實驗可以歸納出一個選擇定則；在電磁交互作用下，$\Delta I = 1$。至於弱交互作用，則 I 與 I_3 都不守恆。

3. 超電荷的守恆——這也只是強交互作用與電磁交互作用的對稱性，弱交互作用沒有這種對稱性。

4. 電荷共軛量子數的守恆——這也是強交互作用與電磁交互作用的對稱性，弱交互作用則無。

5. 時間倒置的對稱——到現在爲止，只能確定強交互作用一定有這種對稱；對電磁交互作用與弱交互作用而言，還得進一步實驗的澄清。

下頁表將強交互作用、電磁交互作用以及弱交互作用所具有的對稱性歸納在一起。

除此之外，還有一些近似的對稱。在某些變換之下，嚴格來講，沒有一種交互作用會服從這種對稱性，然而，卻有些交互作用經過變換後其形式的變換都相當小。在這種情況下，我們可以先假定完全的對稱，然後把破壞對稱的部分當作一種微小的修正。這樣，我們也可以得出許多有用的結論，一個很重要的例子是，當 1962 年，葛爾曼（*M.Gell-Mann*）與奈曼（*Y.Neeman*）等人將同位旋與超電荷的守恆合併起來

，然後將對稱的變換擴大。根據這種理論，八個 $1/2^+$ 重子成爲一個幾乎簡併的八重態（ *octet* ），同樣，八個 0^- 介子也成一個八重態。這個理論稱爲八正道（ *the eight fold way* ）。這個對稱只是近似的，因爲在完全的對稱下，那些八重態應該是完全簡併的。

對稱性的研究，在基本粒子物理中，佔著相當重要的地位。它主要的用處，在於(1)導出守恆定律，因而對可能發生的反應的種類予以限制；(2)將基本粒子分類；(3)將不同的基本粒子的性質（包括其反應率等）關連起來。

三種交互作用所具有的對稱性

守恆定律或對稱性	強交互作用	電磁交互作用	弱交互作用
羅倫茲變換	√	√	√
能量守恆	√	√	√
動量守恆	√	√	√
電荷守恆	√	√	√
重子數守恆	√	√	√
輕子數守恆	√	√	√
電子數守恆	√	√	√
C.P.T.	√	√	√
C	√	?	×
P	√	√	×
T	√	?	?
I 的守恆	√	×	×
I_3 的守恆	√	√	×
Y 的守恆	√	√	×

【註】 √ 具有這種對稱性 × 不具有這種對稱性

? 現在還不能完全確定

在量子力學內，我們對一個物理量的量度，總是量到相當於這個物理量的算符的固有值（*eigenvalue*），如果一個算符Θ與漢彌頓算符H可對易：

$$[H, \Theta] = 0$$

則設$\Psi_a(r, t)$為Θ的固有函數（固有值為a），則在任何時間t，$\Psi_a(r, t')$還是Θ的固有函數，其固有值還是a。所以在量子力學內，一個物理量的守恆，相當於這個物理量的算符與漢彌頓算符H可對易（*commutative*）。

【交互作用矩陣】（Interaction matrix）

對於任意一系統，我們都可以寫出它的漢彌頓算符（*Hamiltonian operator*）

$$H = T + V$$

式中T表示動能部分的算符，V則表交互作用部分的算符。若在這系統的空間裏，選一組基本向量的全集，然後將V表在全集裏，就得到交互作用的矩陣表示法，這個表成矩陣形式的交互作用，就稱為交互作用矩陣。

【交互作用參數】（Interaction parameter）

當磁力線（*magnetic force line*）至少有部分凍結在流體中時，對於磁及流體相當重要的一種量度。它與磁場能量密度及流體的動能之比有關，若交互作用參數甚小，則流體的運動不大受磁場的影響；如果甚大，流體的運動多由磁場控制。若此參數為一之數級，則兩者之間強烈地作用而結果的流動情況是上述兩種情況的折衷。

【交互調制】（Cross modulation）

又稱交擾調制，兩個（或更多的）高頻振盪（其中至少有一個是已調波）通過非線性導體時所發生的現象，即一個振盪的調制會疊加於另一振盪上。例如，在接收機的高頻放大級中，如果在接收機的輸入端除

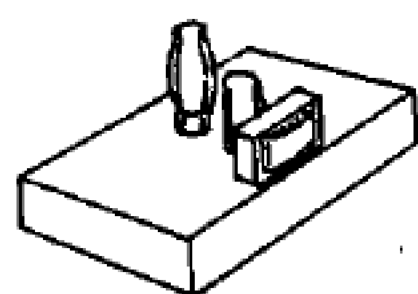
了所收電臺以外，還作用著強力的干擾電臺，那麼就可能發生交擾調制。由於高頻放大器的振幅特性曲線所具有的非線性，干擾電臺的強力信號便將所收的信號進行調制。實際上就表現爲這樣一種情況，即不管接收機有多麼高的選擇性，在所收信號中，總可以聽見干擾電臺所發的信號。交擾調制的出現，是由於產生了組合頻率，其中有一些與所收載頻的差別不是自己的調制頻率，而是別人的調制頻率，即是說有些組合頻率是被別人的調制所調制了。

【交直流】(A.C.-D.C.)

表示交流或直流電均可使用的機件或電路。

【交直流半波整流器電源供應器】(A.C.-D.C. half wave rectifier & power supply)

交直流半波整流器電源供應器圖6－3所示，僅用在眞空管需要B^+高壓電約100伏特和高壓燈絲的電路中。這種電源將供給100伏特B^+電壓，用交流電或直流電均能工作。電路本身僅爲簡單的半波整流器電路，通常用電容器輸入濾波器。



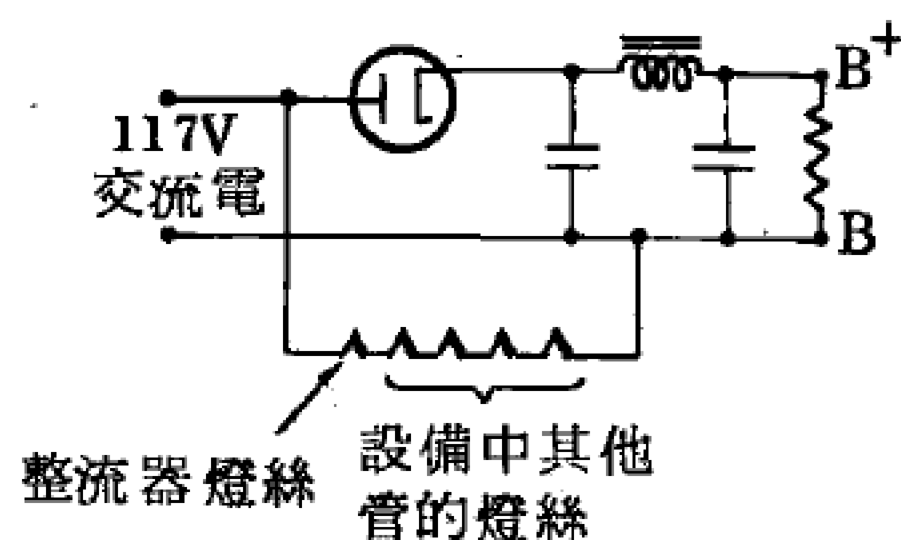


圖 6 — 3

交直流半波整流器電源供應器及其線路圖

整流管的燈絲和電路中別的眞空管的燈絲串聯後，跨接在電源線路上，只要所有管的燈絲電流相同以及燈絲電壓的和等於線路電壓，則電路可正常工作。典型的五管輕便無線電接收機用一只35 *Z* 5整流管，一只12 *SA* 7第一檢波器、一只12 *SK* 7中頻放大器、一只12 *SQ* 7第二檢波器和一只50 *L* 6 聲頻放大器。這些管的燈絲電壓之和爲 35 + 12 + 12 + 12 + 50 或 121 伏特，與線路電壓大致相等。

這種電源有一特點，即可用交流電或直流電工作。如在電路中用變壓器，當連接至直流電線路時，變壓器（或熔絲）就會燒燬。在這種交直流半波電源供應器中不用變壓器，當整流器的屏極接至直流電線路的正端，而其陰極經負載接至直流電線路的負端，則此電路可供給B^+電壓。整流器的屏極常比其陰極為正，穩定的電子流將流至屏極（在陰極上產生漣波甚小的B^+電壓）。

用直流電線路工作時，屏極必須接至線路的正端，陰極經負載後接至線路的負端。倘使接線不幸接錯（因為接線插頭沒有極性），則整流器的屏極至負端，不會吸引由陰極射出的電子，電路將不工作。無論怎樣，若此種電源供應器在直流電線路上不能工作，你最先的檢查可將電源插頭取出，反過來接上即可。如用有極性註明的線路和插頭，可免去此種困難。

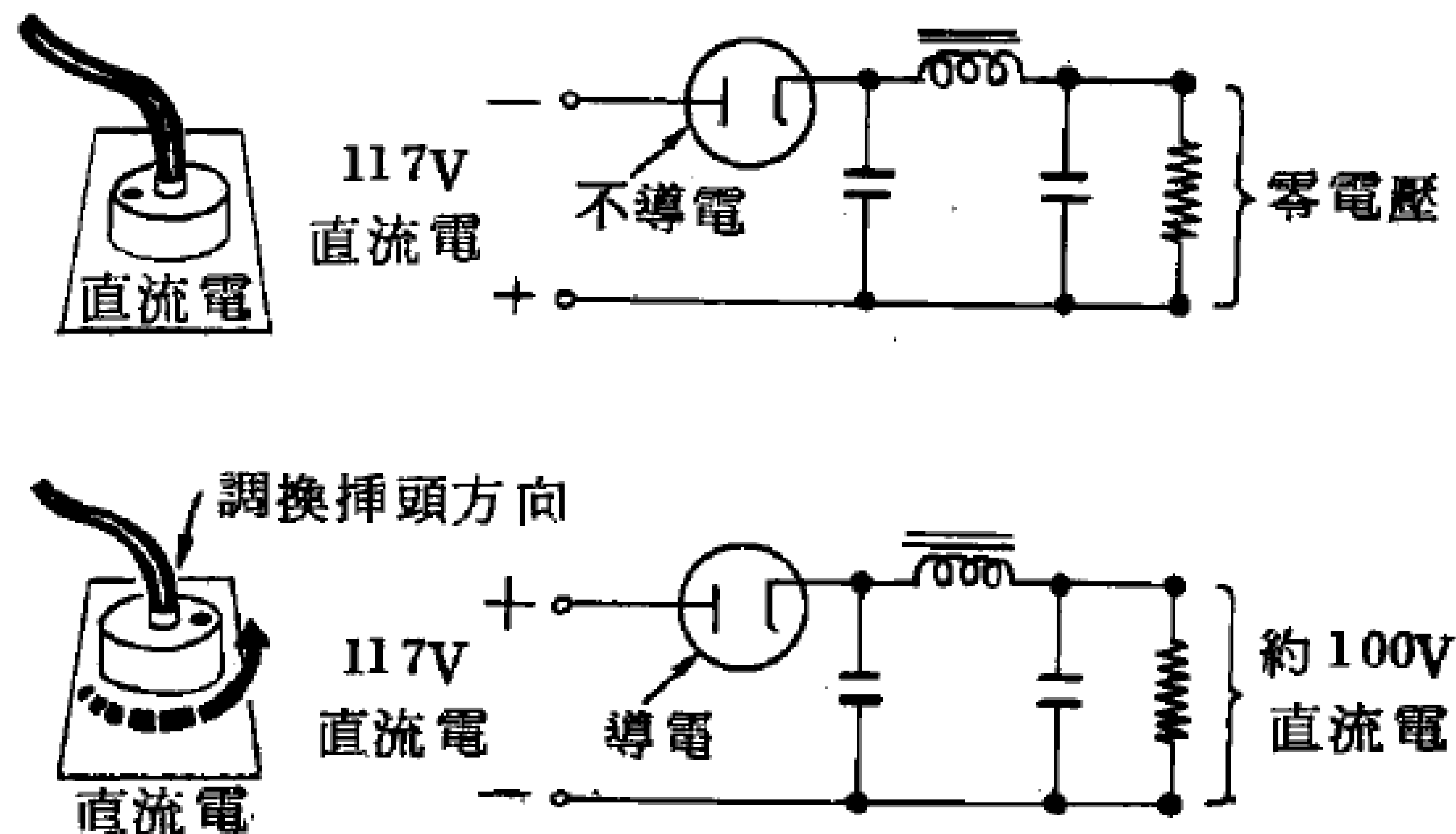


圖 6—4 用直流電路工作時之調整

倘使使用交流電線路，則不論插頭如何接法，電源都可工作。不過交流電線路的一端常接地，其他一端則為活線（*hot*）。倘使你將整流器插上這種電源，整流管的陰極經過負載接至活線，將有較多的交流聲在連接電源供應器的電路上發生。當你用這種電源供應器時，如發現設備有頗大的交流聲發生時，可試將線路的插頭反接。如使用有極性註明的線路和插頭，則可免去此種困難。

【交流之阻抗】（**Resistance of alternating current**）

在交流電路中，作用於電路的電動勢之方根值對所生電流的均方根

之比。其目的在證明只有電阻之電路，在交流電中歐姆定律亦可成立。

【交流之電壓】(Voltage of alternating current)

線圈在磁場中轉動時會引發一強度、方向皆變動的所謂交變電流。我們先來研究矩形導線自 0° 轉至 90° 的全部過程，其在 0°、90°、180°、270°時之位置則記於圖 6—5 之中。圖中 1～6 各點，表示線段 AB 由 0°轉至 90° 時所取的不同位置。由圖上可以看出，從 1 到 2 的過程中，被切割的磁力線（以虛線表之）爲數甚少，故此時的應電壓及電流強度係自零值開始慢慢增大。矩形導線旋轉之角度愈大，單位時間內被切割的磁力線愈多，應電壓及電流強度愈高。當矩形導線繼續由 90°轉至 180° 時，其位置係由Ⅱ到Ⅲ；此時被切割的磁力線數又告減少，電壓與電流強度因以減低，至 180° 時遂降爲零。如令矩形導線續由 180° 轉至 270°，則被切割的磁力線數轉而加多，電壓、電流再度增高；但根據三指定則其方向卻反轉了。在 270° ～ 360° 的過程中，此一新方向保持不變，但電壓與電流復告減低。如將電壓或電流之值在 0° 到 360° 之內隨轉角而變的情形畫出，則得一波形曲線（如圖 6—5 所示），數學家稱之爲正弦曲線（ *sinuscurve* ）。矩形導線旋轉一整週時，電壓與電流強度的全部變動過程稱爲一循環（*period*），俗稱一週。常用的交流每秒鐘有 50 循環，但每一循環內有兩次變向，故 50 週的交流每秒內變向 100次。

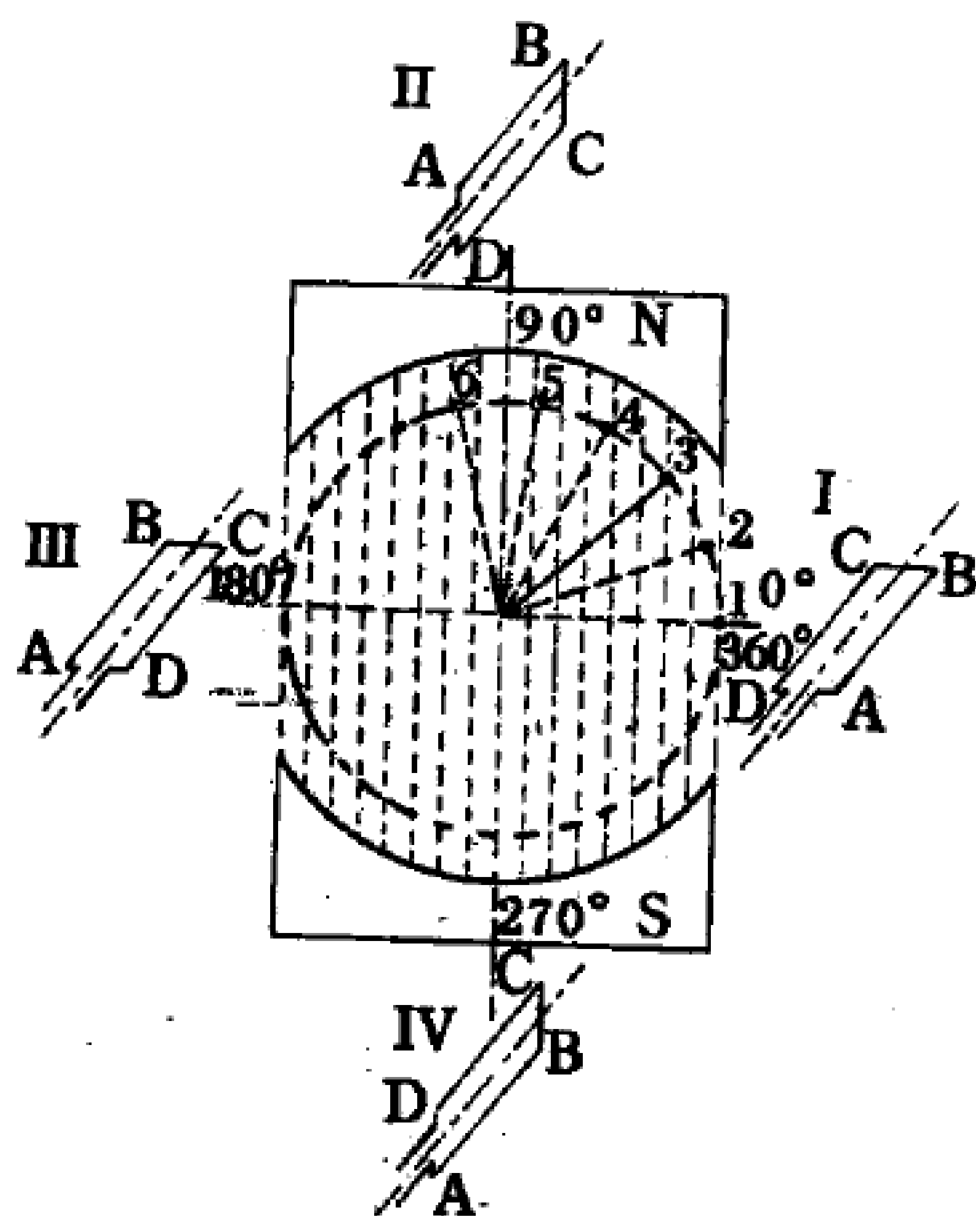


圖 6 — 5　交流的電壓與強度循環簡釋

圖 6 — 6 之正弦曲線，代表交流之強度、方向在零與最大值（以

AB、CD 兩線段表之）之間的變化情形謂交流之強度（以及電壓）。

對於第一個半週內的每一瞬時值而言，第二個半週內總會有一相等的瞬時值與之對應，後者代表方向與前相反的電流，當然應取負號。所以我們在量度交流的強度時，應將目光指向某一跟電流方向無關的電流效應。

所謂電流之熱效應，係指電流流經已知歐姆電阻的導線時所生之熱量而言。電流所生之熱與其強度之平方成正比，但與其方向無關。以公式表之，即 $P = I^2 \times R$ ；式中 P 代表功率的瓦特數，R 代表電阻的歐姆數，I 表強度的安培數。

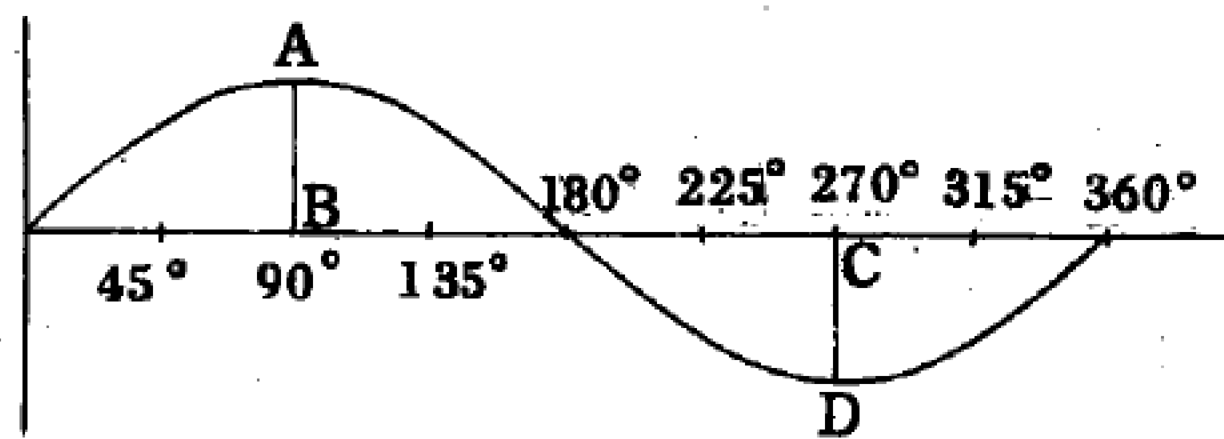


圖 6—6　交流之電壓與強度變化

交變電流的強度，等於能在相同時間內產生相等熱量的直流強度。根據此一定義，我們可用數學方法推得如下之結論：交流強度約等於其最大瞬時值的十分之七，亦即圖 6—6 中 AB 或 CD 兩段的十分之七（符號不計）。此值名為有效電流強度（*effective current intensity*），或簡作有效強度亦可。如以 I_{max} 表最大值，I_{eff} 表有效強度，則得如下較為精確的關係式

$$I_{eff} = 0.707\ I_{max} = \frac{1}{\sqrt{2}} I_{max}$$

此一關係式同樣可用於電壓

$$U_{eff} = 0.707\ U_{max} = \frac{1}{\sqrt{2}} U_{max}$$

也就是說，交變電流之有效電壓，約等於其最大瞬時電壓的十分之七。

【交流系統】（Alternating current system）

使用交流電源的儀器或用具。

【交流定位法】(A.C. positioning)

陰極射線管每對偏向屏都加入定位電路，可將電子射線調節至簾幕上任何位置，但其最後目的令光點移至正確點。在未有信號輸入前，光點取得合適的位置。交流定位並非使用交流電壓或電流去定位，僅表示射線定位作用是交流的形式。

【交流音】(Hum)

指通常在接收機出現由 50 至 120 週之低頻音響，其來源多來自由交流變爲直流時，濾波器未能清除紋波所致。

【交流音調制】(Hum modulation)

只在調諧接收電臺時然後聽到的交流音。

【交流接收機】(A.C. receiver)

使用交流電源的接收機。

參閱“接收機(*Receiver*)”條。

【交流發電機】(A.C. generator)

所謂發電機，就是利用線圈在磁場內轉動，使機械能變成電能，這種裝設，分爲兩個主要部分，一部分是供給磁場的磁鐵，另一部分爲供發生電流的線圈，此線圈是繞在一個以軸轉動的軟鐵芯上的。

交流發電機的構造，除了上二部分之外，在其轉動軸上，還裝有兩個互相絕緣的金屬環，每一個環與其線圈之一端相連接，電流從另一端(刷)流出而回到他刷。以成通路後，再轉半週時，與其電流又走相反方向，也就是其電路在相隔相當時間時變換方向，即成交流，像城市中電燈所用的，多爲交流電，一般的電流方向變換，每秒一百次或百廿次，即是五十與六十次的循環，故稱這種交流的頻率爲五十或六十週(*cycle*)，圖 6 — 7 所裝設的爲一單匝矩形線圈，線圈兩端導線長短不一，那兩個金屬刷子，係使轉過半週後之線圈位置，與未轉時圈內電流的方向有所不同，當磁場方向自左向右，圈面與磁場垂直時，電流爲零

。繞軸轉動後，圈內電流即行增加，電流的強度是隨轉動而增加，當線圈面與磁場方向平行，其電流強度最大。再轉動時，電流則暫減小。直轉至圈面與磁場垂直時，圈內電流又回復到零，再繼續轉動，則其電流又暫增加，如此繼續不斷川流不息轉動、電流由零增大，又變小又增大，循環不止。由此，線圈每轉半週，電流變換方向一次。從兩個金屬刷子輸出的必爲交流電。

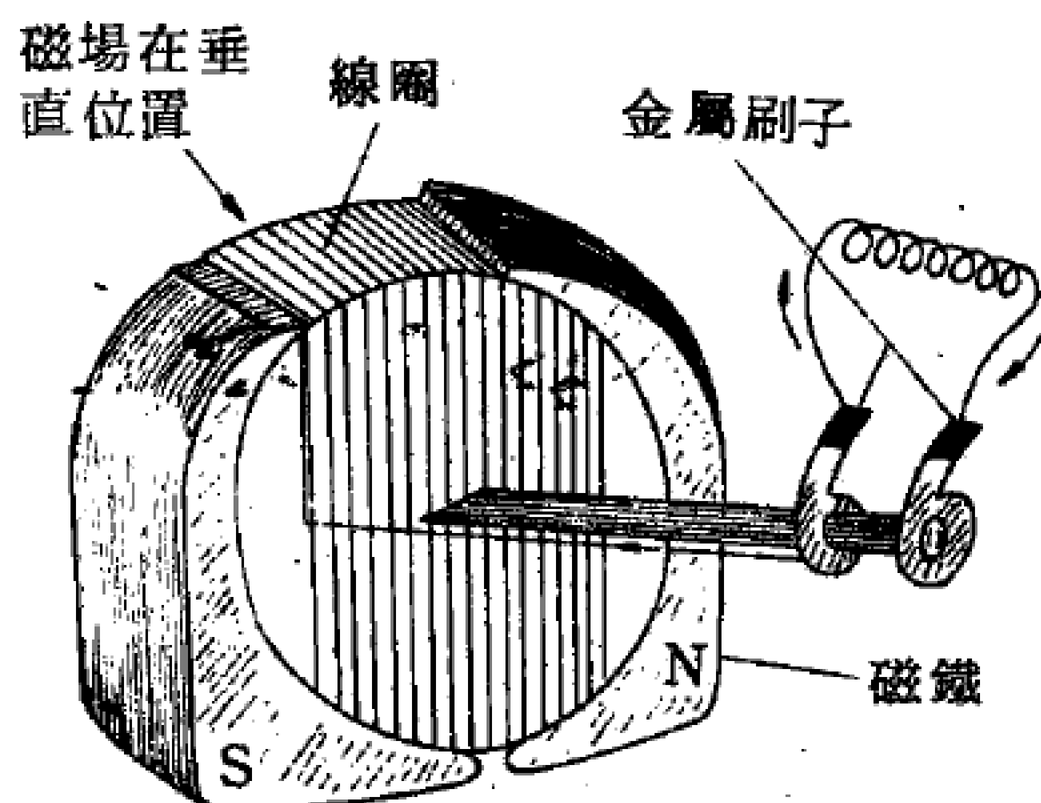


圖 6－7　簡單的交流發電機

【交流電】（Alternating current；縮寫爲A.C.）

電荷流動方向呈週期性變化的電流，有別於直流電。交流電的電流隨時間呈週期變化，最常見的是餘弦變化。以數學式可寫爲

$$I = I_0 \cos \omega t$$

I 表電流，I_0 是電流最大時的值，t 是時間，ω 是變化的角頻率（$2\pi \times$ 頻率）。餘弦函數的值隨時間由＋1變到－1，再變到＋1，如此週而復始。正值和負值的電流代表不同的流動方向。

【交流電阻之合成】（Composition of the impedance of A.C.）

閉合線路中電壓 V_0 的各種關係如下：(1)當交流電路中僅含一歐姆電阻時，則 $V_0 = I_0 \cdot R$；(2)當交流電路中僅有一自感線圈存在時，則 $V_0 = I_0 \cdot \omega L$；(3)當交流電路僅含一電容器時，則 $V_0 = I_0 \cdot \frac{1}{\omega C}$。若引用交流向量圖解法，則在第(1)種情況中，當 $t = 0$ 時，V_0 必與 t 軸重合（圖6—8(a)）。在第(2)種情況中，由於電流強度落後90°（即

$\frac{\pi}{2}$)，故 V_0 可以垂直於 t 軸的箭頭來表示（如圖 6—8(*b*)）。在第(3)種情況中，因為電流強度較電壓超前了 90°，故可以垂直向下的箭頭來表示（如圖 6—8(*c*)）。

(a)電壓與電流同相

(b)電流落在電壓之後

(c)電流超出電壓之前

圖 6—8　相移

設交流電路中除歐姆電阻 R 之外，倘含有有感電阻 ωL，則交流電(1)及(2)將因重疊之故，而使我們得到一合成交流（圖 6—9(*a*)）。其巔值電壓 V_0 為：$V_0 = I_0 \cdot \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$，而其所謂視電阻則等於 $R_s = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$。同理，除歐姆電阻以外，交流電路中倘含有電容阻，則得如下的方程式

$$V_0 = I_0 \cdot \sqrt{R^2 + (\frac{1}{\omega C})^2};$$

及　　$R_s = \sqrt{R^2 + (\frac{1}{\omega C})^2}$（如圖 6—9(*b*)）

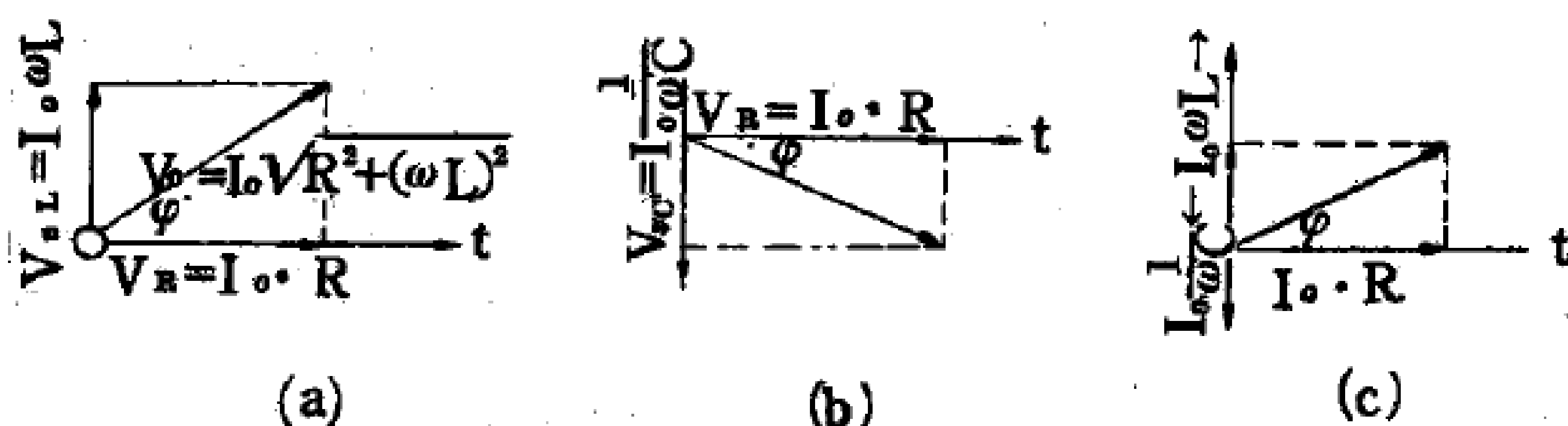


圖 6—9　交流電電阻的合成

最後，設在交流電路中將歐姆電阻、自感線圈及電容器三者予以串聯，則得（如圖 6—9(*c*)）

$$V_0 = I_0 \cdot \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}$$

而其總電阻則為：

$$R_s = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

由於所有量度儀器僅能量出有效電壓與有效電流強度，故適用於交流電的歐姆定律爲：

$$\frac{V_{eff}}{I_{eff}} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

$\omega L - \frac{1}{\omega C}$ 稱爲電抗（*reactance*）。至於相位移 φ（可由圖6—9(c)直接讀出）則有如下的關係：$\tan\varphi = \dfrac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$

【交流電動機】（Alternating current motor）

通電之導線在磁場內的適宜位置，則受一側向推力。利用此種作用，可將電能變爲機械能的裝置，稱爲電動機（*electric motor*），即通常所謂的馬達。電動機爲發電機的逆用，其構造與發電機亦大體相同。以直流來推動者，稱爲直流電動機（*direct current motor*）；以交流來推動者，稱爲交流電動機。

直流電動機在構造上，與發電機完全相同，如圖6—10，當直流電由金屬刷 b 通至整流器的 P 環，經線圈而入整流器的另一環，由金屬刷 b' 流出時，圈的左方爲 N 極，右方爲 S 極，電樞就依箭頭方向所示，轉動半轉。線圈自原位置轉過180°位置時，整流器的 P，Q 二半圓環恰更換其所接觸的金屬刷，故可使線圈上的電流變更其方向。可知線圈的位置雖已變更180°，但因其中電流的方向同時改變，故鄰近場磁鐵 N 極的一方仍生 N 極，他

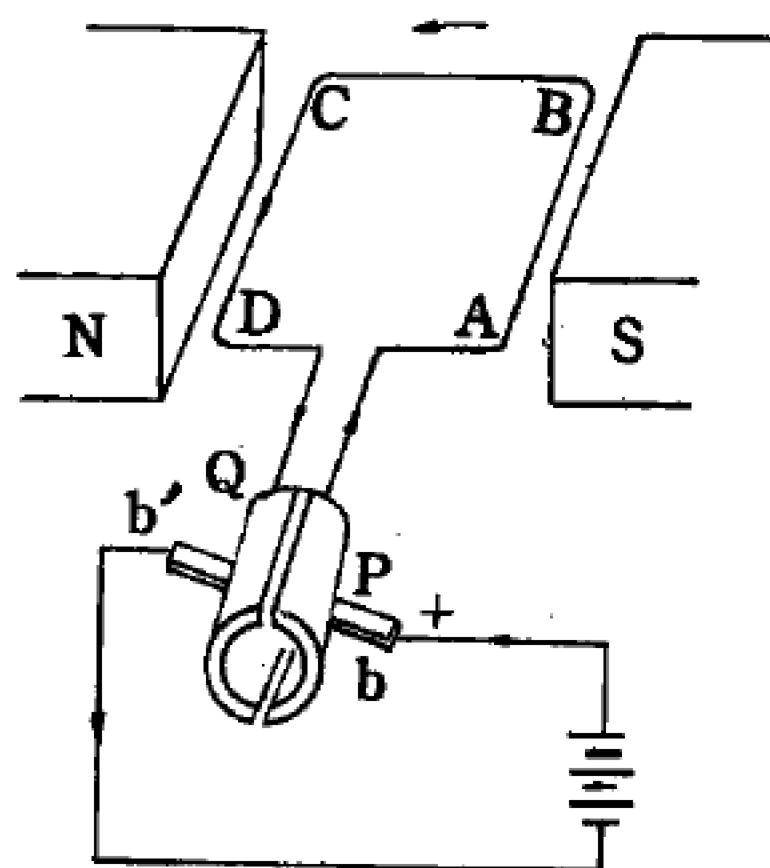


圖 6—10　直流電動機

方仍爲S極，電樞即依前半轉的原方向而轉動。因此通以直流電時，成爲繼續轉動之電動機。

實際應用上，電動機線圈與發電機一樣不只一組，換向器的電極也有許多對；所用的場磁鐵，不用永久磁鐵，而用電磁鐵。如將場磁鐵的線圈，與電動機的線圈串聯，即稱爲串繞電動機（*series motor*），是爲交流直流合用的電動機，因當電流改變方向而使磁場改變方向時，線圈內的電流也同時改變方向，故由佛來銘左手定則知，電樞轉動的方向仍不變更，故可繼續使之轉動。電扇所用的電動機即爲這一種，稱爲整流電動機（*commutator motor*）。

在交流電動機裏，尙有同步電動機（*synchronous motor*）及感應電動機（*induction motor*）二種：

【同步電動機】

任何交流發電機均可作同步電動機使用，惟其轉速與通入交流頻率間的關係，必須與同極數發電機者相同；即電樞自一極轉至次一極，恰與通入電流的轉向同期。此種電動機不能自己開動，必須用另一電動機，或用其內部的特殊輔助繞法，使其達到適當的速率後，始可將交流電接通。倘因負載的增減而轉速有改變時，則電動機與交流間步伐零亂，反可促使其停止，甚至引起損害；故其激發磁場的電流強度，須因負載的改變而調節。同步電動機因有上項不便，且受有轉速上的限制，故應用不廣泛。

【感應電動機】

此種電動機的運轉，有賴於轉動磁場（*rotating magnetic field*）。其轉動磁場的發生，係由於交流的作用，與在交流發電機中，轉動磁場由機械方法將電磁鐵轉動者不同，玆就由兩相交流所生者說明如下：

圖6—11中，AA_1及BB_1爲兩組磁場線圈，各用交流電的A

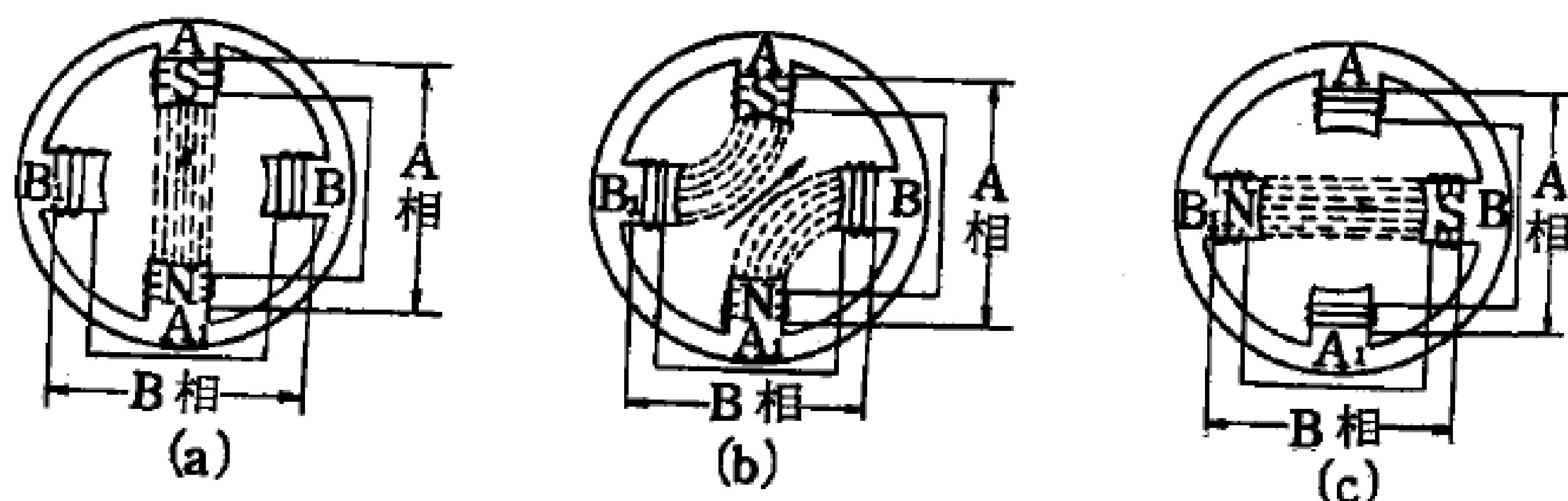


圖 6 — 11　兩相交流產生旋轉磁場

、*B* 相激發。設在開始的瞬間，AA_1 線圈中的電流 I_A 呈最大正值，而 BB_1 線圈中電流 I_B 為零：此時的磁場如圖 6 — 11 之(*a*)。經 $\frac{1}{8}$ 週期後，I_A 與 I_B 的值相等，此磁場如圖 6 — 11 之(*b*)，再經 $\frac{1}{8}$ 週期後，I_A 為零，而 I_B 為最大正值；此時磁場如圖 6 — 11 之(*c*)，依此類推，得各時的磁場方向，如圖 6 — 12中之箭頭所示。即每經一循環，磁場沿順時針方向旋轉一週。

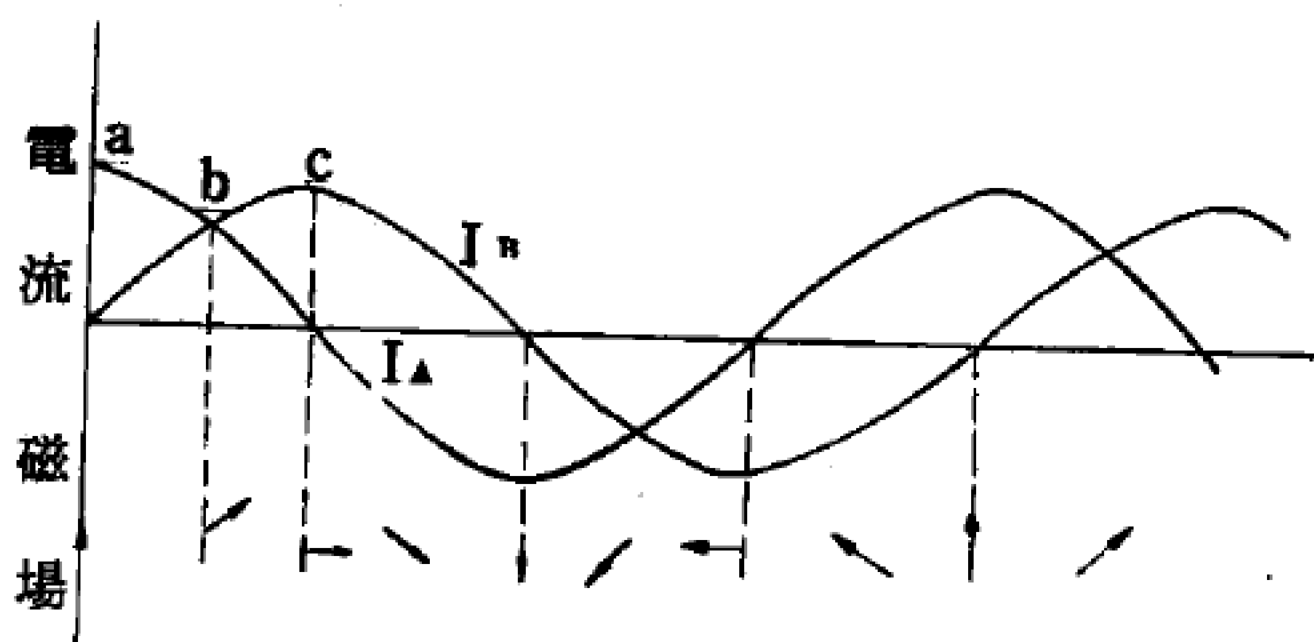


圖 6 — 12
兩相感應電動機中的電流及磁場的關係

感應電動機的轉動體，多採用鼠籠（ *squirrel cage* ）式，係將若干銅棒嵌於疊片鐵芯四周的槽內，再將其兩端焊於兩銅環或銅板上而成，如圖 6 — 13 。因磁力線連續切割於銅棒上，故棒中生一強大的應電流。依楞次定律，此應電流有反抗磁場與轉動子發生相對運動的效應，故轉動子必隨磁場而轉動。

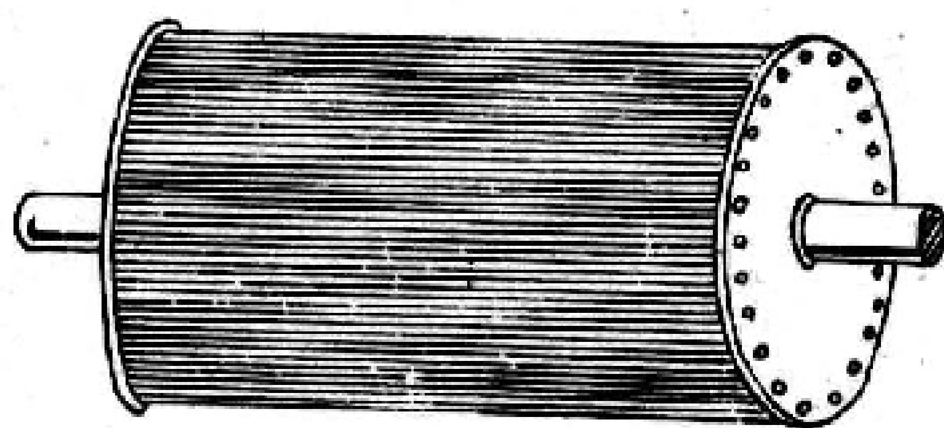


圖 6 — 13　鼠籠式轉動子

三相感應電機的原理，與兩相

者相似，以其構造簡單，運用方便，故應用的地方極多。

【交流電源】(Alternating current source)

指供給交流電之電池或發出交流電之主要部分。

【交流電路】(Alternating current circuit)

能夠產生交流電 $I = I_0 \cos \omega t$ 的線路。

【交流電頻帶】(A.C. spectrum)

包括最低至最高頻率的交流電頻段。

【交流電頻率】(A.C. cycle)

每秒交流的週數。

【交流管】(A.C. tube)

用交流電源加於給熱燈絲，使陰極放射電子的電子管。

【交流聲】(A.C. hum)

在交流接收機的聽筒或揚聲器有時聽見的嗡嗡聲。此為信號以外的交流雜音，交流聲的發生，是由於來自電網的交流電壓通過某些途徑加到了電子管的電極。這些電壓即使不大，但經過電子管放大後，也能在揚聲器內產生足夠強的交變電流。這個電流即為出現交流聲的直接原因。在旁熱式電子管接收機內，交流聲的產生通常是由於高壓平滑不夠好(加到了電子管屏極或簾柵極的結果)。如為由交流加熱的直熱式電子管，交流聲的產生也可能是由於陰極的不等電位和燈絲熱慣性不夠所致。

【交混回響】(Reverberation)

在關閉著的房間內所發生的殘留"餘音"。在關閉著的房間內，牆壁、地板、天花板都反射著聲波。由於聲音吸收的結果，每一次反射都伴隨著一些能量的損失。反射過程一直重複到全部聲能都被吸收淨盡為止。但由於聲音的傳播是比較慢的，故在直接波與反射波(特別是多次反射波)的作用之間就有一些時間距離，因此，封閉房間內的任何聲音都

伴隨著餘音）交混回響。交混回響實質上就是封閉房間內的融合成一片的多次回聲。聲音從牆壁反射時的吸收越弱，則從牆壁的反射就越強，餘音的延續時間也就越久。如果餘音相當大，則聲音變成嘶啞，言語就會模糊不清而不能辨識了。

【交混回響時間】（Reverberation time）

1895年斯賓（*W.C. Sabine*）研究實驗說明音波自音源發生，經介質在傳播時不斷減弱它的強度，在室內碰到四壁也吸收它一部分的能量，但也反射一部分的能量，使音波在室內消滅的時間比較延長。這一種延長的時間，直到使人耳感到音波消失為止，稱為交混回響時間。更確切地說，斯賓所謂交混回響時間，就是在一封閉室內，使聲音自最高可聽得到的強度階（60 db 以上的強度階），降回至最低可聽得到的強度階，所需要的時間（秒數）。斯賓的實驗式如下：

$$T = 0.049\frac{V}{a} \qquad (1)$$

式中V為室內的總容積，a為室內四壁器具等的總吸收率。總吸收率就是指單位面積上，入射聲能為四壁器具等所吸收，不再反射至室內的部分的平均數（即平均吸收係數），乘以所接觸的四壁及器具表面的全面積（總吸收率的單位為斯賓）。

在實際計算時，先求聲音所接觸各物體的個別吸收係數及接觸面，兩者相乘，即為各該物體的吸收率，然後再求其總和。如α_i代表一組同物體的吸收係數，此等物體的表面積為S_i，則總吸收率為

$$a = \Sigma\alpha_i S_i = \overline{\alpha} S \qquad (2)$$

上式a即為各吸收物體吸收率的總和，式中最後$\overline{\alpha}$為平均吸收係數，S為其全面積（1斯賓＝1×1呎^2）。

斯賓實驗結果，證明與（2）式計算結果大體符合。此一實驗的方式極簡單，實驗室內的形狀，除有大形凹陷以外，與交混回響時間並無

多大的關係。在實驗室內吹奏一樂器，隨即停止，測定其回音降至最低可聽見的強度時，記錄此一時間，並代入（１）式中，就可以倒求 a 的數值，再與（２）式的結果比較。

關於交混回響時間，艾齡（*Eyring*）認爲斯賓之實驗式（１）在巨型的廳室中不能適用，尤其平均吸收係數 $\overline{\alpha}$ 大於0.5時，誤差尤大，故提出修正式如下：

$$T=-\frac{0.05\,V}{S\log(1-\overline{\alpha})} \qquad (3)$$

此式在 $\overline{\alpha}$ 數值很小時，幾乎與（１）式一樣。當 $\overline{\alpha}$ 變大，或大於0.5時，則相差較大。但因艾齡修正式中，對空氣中音波的吸收問題未詳加考慮，（１）與（３）的正確程度，並無定論。

【交換力】（Exchange force）

目前對原子核中核子之間的作用力，雖未盡瞭解，但理論的預測和散射實驗的印證，顯示核力是極強的短程力，且部分有“交換”性質。即核力不僅與相距的坐標 r 有關，並且與 r 的相對方向和核子的自旋 S 有關，而

$$S=\frac{\hbar}{2}\sigma$$

式中 σ 是庖立自旋矩陣。核力最簡單的形式，乃將兩核子位函數視爲聯心和相吸，屬位阱形勢，常用者除方阱位外，還有

指數位　$V(r)=-V_0e^{-r/r_0}$

高斯位　$V(r)=-V_0e^{-r^2/r_0^2}$

湯川位　$V(r)=-V_0\dfrac{e^{-r/r_0}}{r/r_0}$

式中 r 是兩核子的間隔，V_0 是位阱深度，參數 r_0 相當於量程（*range*）。位函數 $V(r)$ 是純徑向位，並無交換性質，稱爲威格納位（

Wigner potential）。除此之外，尚有三種位函數與交換性質有關，分述如下：

1. 馬約拉那位（*Majorana potential*）與空間坐標的交換有關，位函數爲

$$V_m(r) = -V_M(r)P_x$$

式中P_x是空間交換算符（*space-exchange operator*），其性質爲

$$P_x\psi(r_1, r_2) = \psi(r_2, r_1)$$

r_1和r_2是兩核子的位置坐標，$\psi(r_1, r_2)$是量子力學波動函數的空間部分。

2. 巴勒特位（*Bartlett potential*）與自旋坐標的交換有關，位函數

$$V_b(r) = -V_B(r)P_\sigma$$

含有自旋交換算符（*spin-exchange operator*）

$$P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \sigma_1 \cdot \sigma_2)$$

而 $$P_\sigma \chi(\sigma_1, \sigma_2) = \chi(\sigma_2, \sigma_1)$$

式中χ是核子的總波動函數中的自旋部分，其庖立自旋矩陣爲σ_1和σ_2。

3. 海森堡位（*Heisenberg potential*）與空間、自旋坐標的交換有關，位函數

$$V_h(r) = -V_H(r)P_H$$

含有自旋和位置均交換的算符P_H。這相當於核子的電荷交換或同位旋交換（*isotopic spin exchange*）。按照庖立的不相容原理，兩核子波動函數對其空間，自旋和同位旋的交換是反對稱者，故

$$P_H P_\tau = -1$$

式中P_τ是同位旋交換算符。故得

$$P_H = P_X P_\sigma = - P_\tau = -\frac{1}{2}(1 + \tau_1 \cdot \tau_2)$$

τ_1和τ_2是同位旋矩陣。且

$$P_H \psi(r_1, r_2, \sigma_1, \sigma_2) = \psi(r_2, r_1, \sigma_2, \sigma_1)$$

綜上所述，兩核子交互作用的位函數，包括交換力時，可寫成

$$V(r) = -[V_W(r) + V_M(r) P_X + V_B(r) P_\sigma + V_H(r) P_\tau]$$

$V_W(r)$是威格納位函數。這種位仍是聯心位，表示核力的性質。

【交換交互作用】(Exchange interaction)

交換交互作用有以下兩層意義：

1. 泛指由互換粒子所產生的作用，此作用不能由古典物理而須由量子力學的觀點才可解釋。舉例而言，庫倫作用可以認爲是互換光子所產生的作用，但光子的觀念不能在古典物理中得一完全解釋，應視爲電磁場量子化所得的一種粒子。湯川秀樹在預測介子的存在時，認爲核子間的作用應爲交換交互作用，亦即應爲一互換派介子之粒子所產生的作用。他的預測被實驗證實爲相當成功，以致於交換交互作用的觀念被廣泛地採用。而此一名詞的解釋也因之分歧；如兩氧原子賴以形成分子的共價結合亦被認爲是互換電子的交換交互作用，但電子卻不能看成共價結合作用場經量子化而得的粒子。如果共價結合也看成一種交換交互作用，則需另種解釋。

2. 兩電子被侷限於某小範圍內，可以產生一純由庫倫推斥力相作用而得之更低能態，所以這時電子間具有某種亦稱爲交換交互作用的相吸作用，這種相吸作用也只能由量子力學的觀點解釋。設單一電子的自旋態爲$\psi\uparrow(r)$及$\psi\downarrow(r)$，所以雙電子狀態可以寫成$a\psi\uparrow(r_1)\psi\uparrow(r_2) + b\psi\uparrow(r_1)\psi\downarrow(r_2) + c\psi\downarrow(r_1)\psi\uparrow(r_2) + d\psi\downarrow(r_1)\psi\downarrow(r_2)$。

量子力學中此二電子無法區分，即交換電子坐標 r_1 及 r_2 所得的狀態函數應表示同一狀態，故以上狀態函數中的 a、b、c 和 d 應受限制，即(1) $b=c$，或(2) $a=d=0$ 及 $b=-c$；所以雙電子狀態函數可能為

(1) $\psi_s(r_1, r_2)=\alpha\psi_\uparrow(r_1)\psi_\uparrow(r_2)+\beta\frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_\uparrow(r_1)\psi_\downarrow(r_2)+\psi_\uparrow(r_1)\psi_\downarrow(r_2)]+\gamma\psi_\downarrow(r_1)\psi_\downarrow(r_2)$，或

為(2) $\psi_a(r_1, r_2)=\delta\cdot\frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_\uparrow(r_1)\psi_\downarrow(r_2)-\psi_\downarrow(r_1)\psi_\uparrow(r_2)]$。

注意尚有 $\psi_s(r_2, r_1)=\psi_s(r_1, r_2)$ 及 $\psi_a(r_2, r_1)=-\psi_a(r_1, r_2)$ 的關係。為了表示恰有兩個電子，有

$$\alpha^2+\beta^2+\gamma^2=1$$

及

$$\delta=1$$

的條件。在這些可能的狀態中，其最低能態為 $\psi_a(r_1, r_2)$，二電子庫倫作用的預期值為

$$\int dr_1 dr_2 \psi_a^*(r_1, r_2)\frac{e^2}{|r_1-r_2|}\psi_a(r_1, r_2)$$

$$=\int dr_1 dr_2 \psi_\downarrow^*(r_2)\psi_\uparrow^*(r_1)\frac{e^2}{|r_1-r_2|}\psi_\uparrow(r_1)\psi_\downarrow(r_2)-\int dr_1 dr_2 \psi_\downarrow^*(r_2)\psi_\uparrow^*(r_1)\frac{e^2}{|r_1-r_2|}\psi_\downarrow(r_1)\psi_\uparrow(r_2)$$

式中第二項為負號，即降低能量的吸引作用，而稱之為交換交互作用。所以這種作用的起源乃在於電子之無法區分的量子觀點，而不能由任何古典物理的看法所預測。這種交換交互作用可用於解釋共價結合及固體的一些磁性現象，應用亦相當廣泛。

【交換能】(Exchange energy)

量子力學中一種特殊效應，而爲古典力學所無者。它是由於兩系統之間相同質點的交換所引起，或者可能引起的交互作用。例如：假設有兩個電子彼此接近，由於它們是不可區分的粒子，如果它們互相交換，前後狀態不能分辨，因此須將前後狀態的波函數組合起來，才能得到確實可以說明電子交換的函數。我們可以很容易證實有兩個可能的組合函數——對稱和反對稱組合，其能量與起始狀態完全不同。這種效應的大小與符號端賴交換積分而定。交換能是共價鍵、鐵磁性和反鐵磁性的原因。也許是核力（此處交換能量可以藉核子之間交換 π 介子而引起）和許許多多其他物理現象的原因。

【交換器】(Relay)

假如控制電流被切斷，電磁鐵的磁性消失了，鐵塊立刻被彈簧拉到原來的位置，因此被控制電流也就被切斷，所以這個替續器完全是一個開關，也就是所謂的交換器，只不過被控制電流不是由手來控制，而是由控制電流所控制。

【交換積分】(Exchange integral)

其形式如下：

$$\iint \psi_1^*(r_a)\psi_2^*(r_b)\frac{e^2}{|r_a-r_b|}\psi_1(r_b)\psi_2(r_a)\,dr_a dr_b$$

式中 ψ_1、ψ_2 是電子的波動函數。它可以被看成電子 a 在 r_a 其波函數爲 ψ_1 與電子 b 在 r_b 其波函數爲 ψ_2 的狀態時，電子互相交換後之狀態間的庫倫交互作用。

【交換簡併性】(Exchange degeneracy)

設有相似且互不相關的二系統，如二電子或二氫原子，此二系統的能量分別爲 E_i 及 E_j，波動方程式爲 $\psi_i(q_1)$ 及 $\psi_j(q_2)$，如將此二系視爲一合成系統，則其總能量爲 $E=E_i+E_j$，其狀態方程式

爲 $\psi=\psi_i(q_1)\psi_j(q_2)$。此方程式中的 i 與 j 互調或 q_1 與 q_2 交換，所得的狀態方程式雖與原式不同，但總能量並未改變，具有此性質者，稱爲交換簡併性。

【交替電路】(Flip-flop)

一個電路或裝置，經常保持其兩種狀態之一，而在一信號之下，不斷的正反交替。亦有稱爲正反器者。

【交會點】(Rendezvous)

一處指定或排定的相會點，如衞星的行程中接近某種作軌道運行的物體之點或在同一軌道中，兩件物體之結合也稱爲交會。

【交語】(Cross talk)

因使用電路與電話電路有耦合作用而產生之信號，或此波道信號干擾另一波道信號的結果信號。

【交錯矩陣】(Crossing matrix)

兩種粒子 $a+b$ 散射後成爲 $c+d$，可用 $a+b\rightarrow c+d$ 代表，通常稱爲 s 道。$a+\overline{c}$ (c 的反粒子) $\rightarrow b+d$ 則稱爲 t 道，兩者散射幅的關係，稱爲交錯關係。當所有粒子均以螺旋態散射時，其不同的螺旋幅所滿足的交錯關係，又稱杜魯門、魏克交錯關係 (*Trueman-Wick crossing relation*)。如進一步依角動量作分波分析，將 s 道及 t 道的散射幅展開爲分波幅，s 道及 t 道的各種分波幅之交錯關係通常寫成矩陣，稱爲交錯矩陣。當粒子之間的作用滿足某種對稱性時 (如同位旋或八正道)，粒子可根據對稱羣加以分類，此時散射幅可依羣論中的不可約表示展開，s 道及 t 道的展開項之間的交錯關係可寫成矩陣，此矩陣稱爲屬於某羣的交錯矩陣。

【交錯掃描】(Interlaced scanning)

在電子電視的按序掃描中，掃描點一行接一行地掃過全部光柵。在這種方式中，一定要發送出全部行數。

如爲每秒 25 ～ 30 幀，則會發生閃爍現象。

升高幀頻（例如升到兩倍）倒是可消滅閃爍，但這卻使頻帶增大到兩倍，這是不合算的。

消除閃爍的簡單辦法是採用跳躍式掃描或交錯掃描，在這種方法中，全幀影像分爲兩次掃描。

第一步掃描全部奇數行，第二步掃描偶數行。偶數行畫有細斜線。射線在幕上掃描兩次，幀數彷彿增加了一倍，而影像清晰度仍舊不變。

這樣一來，在發送全幀時，在觀者的眼內便同時投入來自偶數行與奇數行的兩個脈衝，由於這種倍增的結果，閃爍便不顯著了。

在交錯掃描中，兩個半幀的掃描總行數應當是奇數，因爲如果不是這樣，偶數行與奇數行便會重合在一起。

【交錯開關】（Wechselschalter）

裝設此種開關之後，可從兩個不同地點（例如樓上和樓下）將電燈開亮或關熄。在圖6—14(*a*)的情形之下，電燈 L 是關著的；如將圖 6—14 (*b*)之 A 或(*c*)圖之 B 旋轉90度 L 即告開亮。如再將 A 或 B 旋轉 90 度，電燈遂又熄掉。由第 6—14 圖可以看出，每當開關 A 和 B 的配置方式相同時，電燈即開亮，不同時即熄滅。

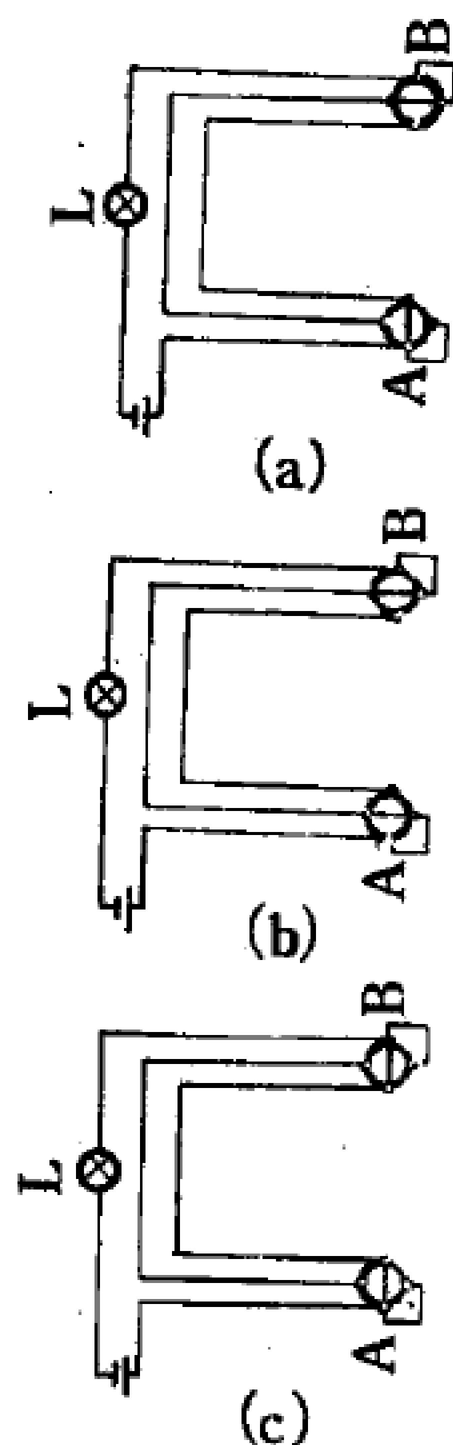


圖 6 — 14

【交錯對稱及交錯關係】（Crossing symmetry and crossing relation）

在康卜頓散射時，其散射幅之值經下列變換後具有不變的性質：

$$\epsilon \leftrightarrow \epsilon' \qquad k \leftrightarrow -k'$$

符號 ϵ （ ϵ' ）表示光子在散射前（後）的偏振向量，k （ k' ）是光子在散射前（後）的動量四向量。此外，在粒子和派子作彈性散射時，其散射幅之值經下列

變換後，也有不變的性質：

$k \leftrightarrow -k$ ，派子↔反派子（即 $\pi^{+} \leftrightarrow \pi^{-}$ 及 $\pi^{0} \leftrightarrow \pi^{0}$ ）。

符號 k （ k' ）表示派子在散射前（後）的動量四向量。這些交錯對稱性質乃由於將同類的范曼圖全部加起來時此等代換僅係將其中各圖互相代換，故其和不變。例如在康卜頓散射時 $\epsilon \leftrightarrow \epsilon'$ ， $k \leftrightarrow -k'$ 之代換僅係將圖 6－15 中(*a*)、(*b*)二圖互相交換。

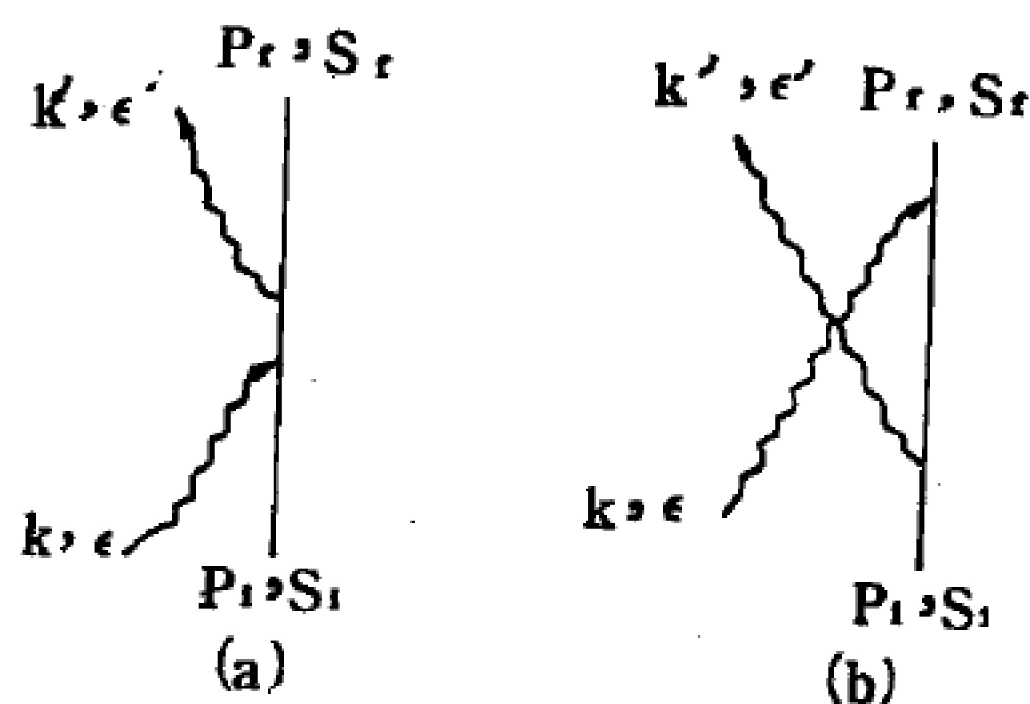


圖 6－15
康卜頓散射中之最低次范曼圖

這種對稱性質可推廣至任何次階的范曼圖。由於一般相信此等范曼圖的總和爲一有物理意義的散射振幅，因此我們又推論出對於下列三種反應過程：

$$A + B \rightarrow C + D$$

$$A + \overline{C} \rightarrow \overline{B} + D$$

$$A + \overline{D} \rightarrow \overline{B} + C$$

（ $\overline{B}$ 、 $\overline{C}$ 、 $\overline{D}$ 爲 B 、 C 、 D 的反粒子）

之散射振幅應爲同一之解析函數，所不同者爲每一過程的物理區域（ *physical region* ）在此函數的不同區域（ *domain* ），而各過程的物理區域可以用解析連續（ *analytical continuation* ）連繫起來，這種解析連續和其參予反應粒子的四維動量之交錯有密切關係。這種粒子以及反粒子的各種散射幅之間的關係又稱爲交錯關係。

【交變】（ Alternation ）

交替更變的，通常指交流成分。

【交變部分】（ Alternating component ）

如電子管屏流中，在靜止值以上及以下的波動成分。

【交變電動勢】（ Alternating electromotive force ）

電源在正負值間作週期性變動者。

【交變磁場】(Alternating magnetic field)

磁力線的方向是更替改變的。

【亥羅蒸汽機】(Hero's steam engine)

亥羅的機器由一個空心球套在兩根中空的柱狀物上所構成，球體並可在柱上自由地轉動。此外，亥羅還用兩根管子接在球體兩邊，向外伸出，而其開口端則彎向不同的方向。在這部熱機中，蒸汽由汽鍋上升，通過柱狀物而進入球內。由於蒸汽自兩個彎曲管逸出的作用，空心球就此轉動。這是因爲，在開口端裏的蒸汽往外排出的同時，必將管子向後推動，因而帶動整個球體。這就是應用於現代噴射機而發明在2,000多年前的噴氣推進理論，後來發展成現在的反作用式渦輪機 (*reaction turbine*)。

【仿射聯絡】(Affine connection)

在討論廣義相對論時，時空結構比直觀的世界更一般化，它的時空並非是歐氏空間，而是彎曲的瑞曼空間 (*Riemannian space*)，它的幾何是非歐氏幾何。

瑞曼幾何與歐氏幾何最顯著不同的是平行公理。在歐氏幾何中，平行位移一週將不會改變任何一向量，但在瑞曼幾何則不然。假定經過微小的平行位移之後，某一向量的分量 A^i 改變 δA^i，則瑞曼幾何規定：

$$\delta A^i = -\Gamma^i_{jk} A^j dx^k \quad (i , j , k = 1 , 2 , \cdots , n)$$

若附近的點均可由平行位移後到達，且 δA^i 均可用上式表示，則此空間稱爲仿射聯絡空間，Γ^i_{jk} 稱爲仿射聯絡係數。由計算顯示仿射聯絡係數就是奎士托非第二種符號 $\{ {}_j{}^i{}_k \}$。所以此係數的大小表示某向量經平行位移後變化的大小。而平行公理、最短曲線、協變微分等均可由此推論。

【伊夫仁方法】(Evjen method)

係用以計算晶格和的方法；今以計算馬得隆常數（*Madelung constant*）α 爲例，說明此方法。由 $\alpha=\sum_j{}'\frac{(\pm)}{P_{ij}}$，而 $P_{ij}R$（R 爲最鄰近距離）表第 i 及第 j 個離子的距離，當 i、j 離子具相反電荷時取＋號，相同電荷時取－號。伊夫仁方法的步驟乃在於將要求和的所有 j 原子分成遠近的羣，在每羣中的總電荷爲零。其要點爲一單離子可以分割而同時屬於二羣甚至三羣以上，結果是收斂速率大爲增快，且每每可使原來晶格和變爲正項級數。參閱圖 6—16，由小而大的正方形將離子分成伊夫仁方法所需要的羣，注意在正方形邊上的離子被分成 50％在內，50％在外，在正方形頂點上的正離子則 25％在內而 75％在外，由小而大相鄰正方形所圍區域當作總電荷爲零的羣。求馬得隆常數時，最內羣爲＋1.28，次內羣則爲＋0.32，由此類推之。這二維空間的例子可以立即應用在三維的晶體中，不過伊夫仁方法的應用主要卻限制在離子晶體中才方便。

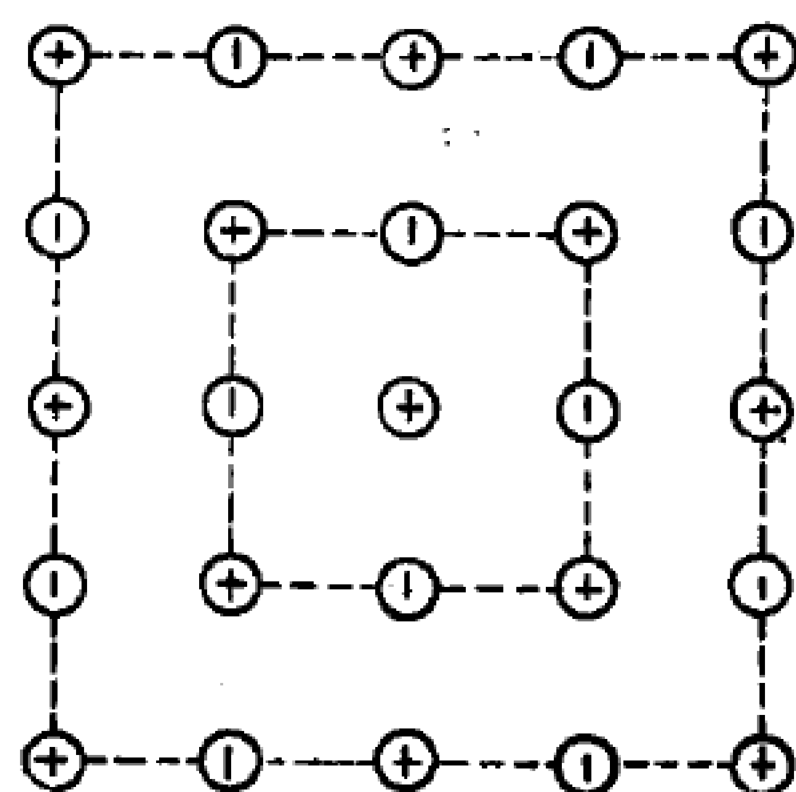


圖 6—16

【伍德合金】（Wood's metal）

由鉛、鉍、鎘、錫等金屬在低溫（約 70°C）時熔煉而成的合金，用來將晶體焊接在檢波器的盒子內。

【休止角】（Angle of repose）

物體棲止於斜面上而不下滑者，乃因其間有摩擦力。令 α 表斜面的傾角，W 表物體的重量，則物體對於斜面的正直壓力，如圖 6—17 爲 $p=W\cos\alpha$ 而使物體沿斜面有下

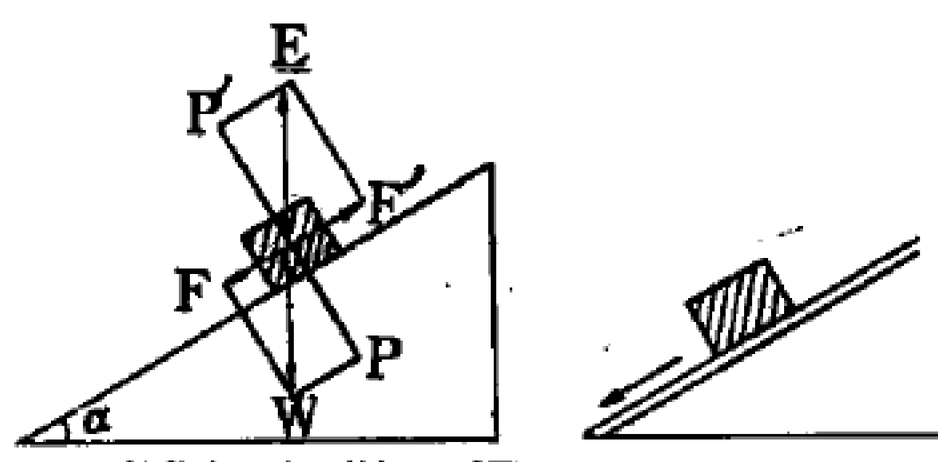


圖 6—17

滑傾向之力爲 $F = W\sin\alpha$。當 F 小於摩擦力的最大值 $F' = \mu P = \mu W\cos\alpha$ 時（μ 是摩擦係數），物體恆能在斜面上保持靜止，而不滑動；此現象須視斜面的傾角 α 之值而定。

將斜面的上端逐漸豎起，則力 F 隨 α 之值而增加。至斜面與水平線成某一傾角 ϕ 時，F 之值等於最大摩擦力，物體開始向下滑動，這極限角 ϕ，稱爲休止角；因若斜面的傾角超過這個極限時，物體將不復能在其上保持休止。

由 $F = F'$，即 $W\sin\phi = \mu W\cos\phi$ 之關係，得

$$\mu = \tan\phi$$

【休木、若塞瑞定則】（Hume - Rothery rules）

合金的結構在許多方面都可以用 n ＝導電的電子數／原子數的比值說明。例如在合金 $AgZn$ 中，Ag 的最外層軌道有一電子，Zn 有兩個電子，所以 $AgZn$ 的 n 值爲 1.5。同樣，合金 Cu_3Al 與 Cu_5Sn 的 n 也是 1.5。這二種同 n 值的合金，它們的結構都是體心晶體 (*B.C.C.*)。又例如合金 $AgZn_3$ 與 Cu_3Sn 的 n 是 7／4，結構則都是六角密集結構（*H.C.P.*）。

當構成合金的兩種金屬，其原子數的百分比改變時，合金的結構也隨之改變。但是這種改變並不是不規則的，而與 n 值有密切的關係。休木、若塞瑞定則提供簡單的方法以判斷晶體的結構。從實驗歸納，當合金的 $n = 1.5$ 時是體心結構，1.62 時是複雜的結構稱爲 γ 相，1.75 時則是六角密集結構。

例如銅鋅合金，純銅時 $n = 1$，增加鋅（$n = 2$）的含量，自 $n = 1$ 到 1.38 都是面心晶體 (*F.C.C.*) 結構。在 $n = 1.48$ 時開始出現體心晶體結構，大約在 $n = 1.58$ 至 1.66 時爲 γ 相，當 $n = 1.75$ 時，即爲六角密集結構。

休木、若塞瑞定則與近似自由電子的能帶也有簡單的關係。當面心

晶體相在 $n \doteq 1.36$ 產生時，費米球正好與面心晶體結構的布里元區（*Brillouin zone*）接觸。體心晶體相產生在 $n \doteq 1.48$ 時費米球正好與體心晶體的布里元區接觸。與 γ 相的布里元區接觸時 $n = 1.54$，與六角密集結構相接觸是 $n = 1.69$。

由於在布里元區邊界有個能量隙，繼續填充電子將需要大量的能量，所以寧可破壞整個結構，重新構築一個較大的布里元區來容納逐漸加大的費米球。因而使新相的產生，費米球的接觸布里元區邊界，電子的集合這三者之間有關係。

【伏打】（Count Alessandro Volta 1745－1827）

生於義大利北部科木市（*Como*），爲貴族之家，發明乾電池及電流使水分解，因此奠定電化學的基礎。現電壓的單位定爲伏特（*volt*），量電壓的儀器名伏特計（*voltmeter*），均爲紀念伏打而來。自1774年，伏打即以研究電學而聲譽日隆。

【伏打定律】（Volta's law）

二接觸物質間存有接觸勢差。設二金屬在 C 接合處相接觸(圖6—18)。這二金屬間的接觸勢差定義爲金屬1附近一點 A 與金屬2附近一點 B 之間的勢差，或二金屬的功函數差除以電子電量，即

$$V_{12} = (p_1 - p_2)/e$$

式中 p_1、p_2 分別爲金屬1與金屬2的功函數。

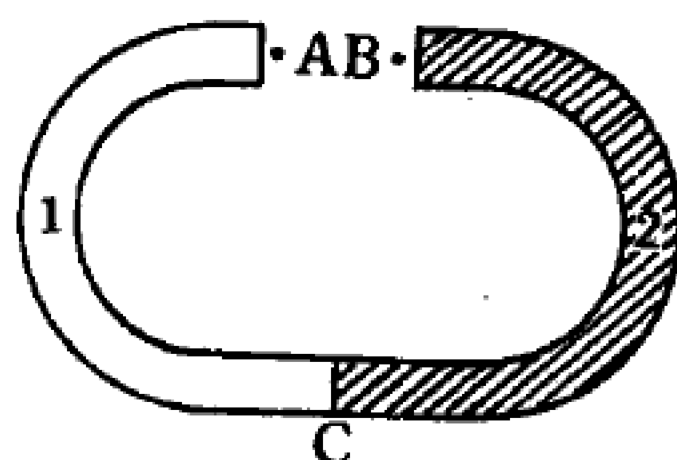


圖 6 — 18
二金屬在接合處C相接觸

當二金屬在 C 接觸後，電子將自低功函數金屬流至高功函數金屬。電子流至高功函數金屬後會建立減速電場，流入的電子愈多，則減速電場愈大，終會阻止電子的流通。

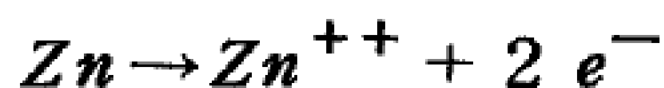
二相同金屬的接觸勢差當然是零。不同金屬相接觸時，低功函數金屬會帶正電，高功函數金屬則帶負電。接觸勢差隨物質而異。通常在眞

空管內，陰極是各極中功函數最低的金屬。

【伏打電池】(Voltaic cell)

爲義大利學者伏打所發明。乃電池中最簡單者。取硫酸一量筒加以十倍之水，分別取銅板、鋅板各一，浸置其中，以導線連之，則生電流。

其發電原理乃H_2SO_4溶於水時，有離子：H^+、H^+、SO_4^{-2}析出。鋅極與之作用有Zn^{++}游離板面進入液內，而化合爲$ZnSO_4$；其每一離子將所剩二電子留於板面，使呈負電位：



$$Zn \rightarrow Zn^{++} + 2e^-$$

鋅離子自鋅板面離去時，對液內之H^+離子因有相斥作用，故後者無可接近鋅極。

銅極插入後，液內向隅之H^+離子，即自其上取電子而雙雙（合二原子爲一分子：H_2）逸去；使銅極呈正電位：



$$2H^+ + 2e^- \rightarrow H_2 \uparrow$$

二極間無導線連接時，自鋅極離去之Zn^{++}與復被負極（鋅）吸回者相當，被Zn^{++}斥附銅極之H^+，與被正極（銅）斥出者相當時，即成平衡（此時之電位爲電極電位），化學作用停止。二極間有導線連接時，留於鋅極之電子移向銅極；鋅極電子少於游離之Zn^{++}時，平衡即被打破，化學作用乃繼續進行，直至鋅或酸有一用罄而止。

【伏安】(Volt-ampere)

伏特與安培相乘之積。

【伏特】(Volt)

伏特是電動勢或電位差的單位。一伏特是推送一安培電流流過一歐姆電阻，其兩端所需的電位差。或載送一庫倫電荷由低電位點至高電位點需一焦耳功的電位差，即 1 伏特$=\frac{1\text{焦耳}}{1\text{庫倫}}$。

【伏特計】(Voltmeter)

設將安培計裏的分路折去，另外串聯一個高電阻，並將刻度盤上的安培數改爲伏特數，則成伏特計如圖6—19，用時與電路並聯。因爲按照歐姆定律，當電阻固定時，電流與電壓成正比，所以這種電流計可測量電壓。

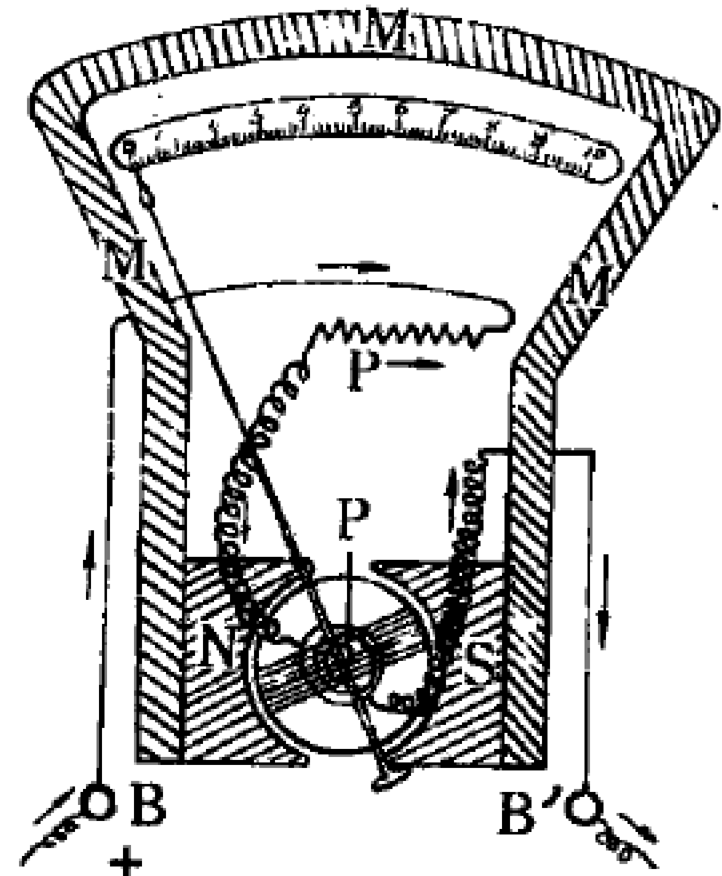


圖6—19 伏特計

【伏歐毫安表】(Volt-ohm-milliam-meter)

亦稱萬用電表，除可以測量電流外，又可以量度電阻與電壓。

【仲氦】(Parahelium)

氦原子核外二電子自旋之和若爲0，則此氦稱爲仲氦，與自旋之和爲1的正氦(*orthohelium*)有別。仲氦的能階均爲獨態，且無精細結構。在基態時，其二電子均在$1S$層。

【仲氫】(Parahydrogen)

位於仲態的氫分子稱爲仲氫。因氫原子核(質子)自旋爲$I=\frac{1}{2}$，故仲氫的原子核總自旋爲0，其與正氫(原子核總自旋爲1)之統計權重比爲1：3。這二種狀態的氫，其物理性質亦有些不同，如電子帶譜，散射中子的能力及低溫時的比熱等。至於重氫，其原子核自旋爲1，故原子核總自旋爲1的重氫分子屬仲態，而原子核總自旋爲0及2的屬正態。

【仲態】(Parastate)

相同原子核原子所組成的分子之波函數，若對原子核自旋爲反對稱，則其能態稱爲仲態，以與正態有別(波函數對原子核自旋爲對稱者稱正態)。若這些分子含兩個自旋爲I的原子核，則各原子核有$2I+1$個副態，故總共有$(2I+1)^2$個自旋態，其中有$(2I+1)I$個反對稱態，其餘$(2I+1)(I+1)$爲對稱態。反對稱態數目N_P

與對稱態數目N_o之比爲

$$N_p/N_o = I/(I+1)$$

即對稱態永有較大的統計權重，若$I=0$，則無仲態。例如重氫的原子核其自旋爲$I=1$，重氫分子的總自旋可爲0、1、2，總自旋爲1時是仲態，爲0及2時則爲正態。

【任生】(Johannes Hans D. Jensen 1907-)

生於德國漢堡。1932年漢堡大學博士，並留校任教至1941年，再赴漢諾威(*Hanover*)工業大學，1949年起在海德堡大學任教。1949年與美國梅耶夫人分別提出原子核的殼層模型(*shell model*)，成功地解釋“魔數”(*magic number*)(即凡原子核中質子或中子數是20、50、82或126時特別穩定)及其他現象。1963年與梅耶夫人合得諾貝爾物理學獎的一半，另一半贈威格納。1955年與梅耶夫人合著“原子核殼層構造的基本理論”一書。

【任意存取】(Random access)

亦有稱其爲隨意出入或自由存取者，一種記憶系統，如磁芯記憶體(*magnetic core memory*)，每一記憶位置的存取時間，幾乎相等。故與非任意系統(*nonrandom system*)之輪帶記憶體(*type reel memory*)不同，蓋需自首至尾的查到其記憶位置，方可存取。

【充氣二極管】(Gas diode)

這是一種二極管，它與普通二極管不同之處是在管泡內裝有氣體。由於有這種氣體存在(水銀蒸氣或惰性氣體，例如壓力遠低於大氣壓的氬氣)，當二極管工作時，管內便形成大量的氣體正離子，並向著陰極運動。聚積在陰極附近的正離子便將電子的空間電荷中和。這樣，在充氣二極管內，空間電荷的不良影響便被排除了。這就使管子的內阻大大降低，使管內的電壓降減到相當小的程度，與普通二極管相比，普通管內的電壓要比充氣管大很多倍。

充氣二極管常用在整流器中以代替二極整流管，因其內阻非常小故效率比二極整流管要高得多。

【充氣光電管】(Gas-filled photocell)

管泡內含有低壓氣體的光電管。在光的作用下從光電管陰極飛出的電子，受到屏極電場的加速，在飛越途中，與氣體的分子相碰撞，使它們發生電離。在光電管內便發生氣體放電，並建立起相當大的電流強度。這比管內沒有氣體時，由陰極飛出的電子所形成的電流要大得多。因此，當入射光的強度相同時，充氣光電管所能送出的電流要遠大於眞空光電管。

由於氣體放電的開始與停止過程，總是要以某一有限速度進行的，所以只有當入射光強度的變化不太快時，充氣光電管才能夠跟得上。因此，只有當入射光的變化頻率不超過數萬週時，才實際上採用充氣光電管。和眞空光電管比起來，充氣光電管的這個慣性是一個最根本的缺點，因此也就大大地限制了充氣光電管的應用範圍。

【充氣計數器】(Gas-filled counter)

爲一種古老而構造簡單的探測器，可供探測核輻射線之用。其原理爲利用輻射線射入氣體中時使氣體發生游離現象，從而測得輻射線強度。如圖 6 — 20 所示，在裝有氣體的容器中有一金屬細線電極，當輻射線射入時，使氣體分子游離，產生爲數甚多的離子，這些離子被電極吸引時產生脈波，經過放大器放大後送至脈波分析器或計數器以測定其強度。充氣計數器爲用途甚廣之原子核物理實驗儀器；依電極上所加電壓高低之不同，可分爲游離室、正比計數器及蓋氏計數器等三種。

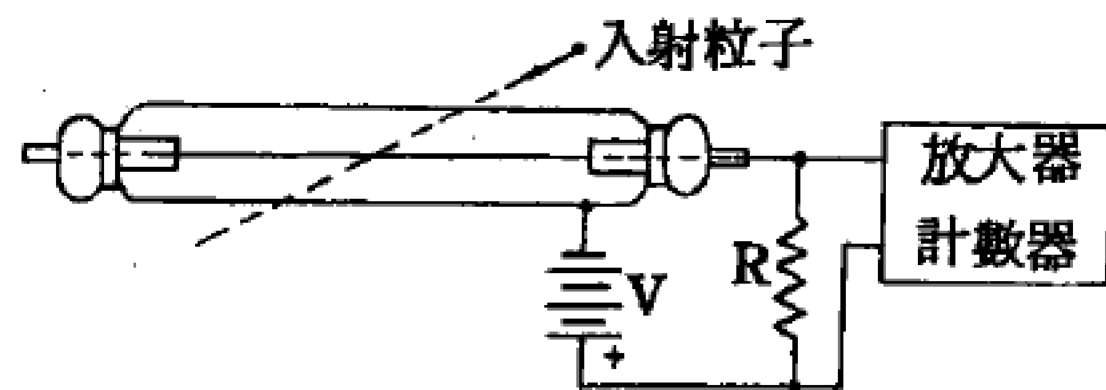


圖 6 — 20

【充氣管】(Gas tube)

在電子管製造過程中，往往將管中的氣體儘量抽出，以免殘餘的氣體在管內產生游離，造成不能控制的電流。在三極管中，屏極電壓與控制柵電壓所形成的靜電場，對於管中自由電子的控制，非常良好。如果管中有游離氣體存在，屏極與控制柵電壓所供給的靜電場，就不能任意控制，因而電子管的放大作用即形消失。若電子管只是用於工業上的強電流交換器（開關 *switch* ）其放大作用並不重要，所以可將氦、氬、氖、氮以及氣體汞等，故意放入管中，即可達接通和切斷的目的。

在充氣管中的氣體分子，受陰極放射電子或受氣體分子相互間的衝擊後，失去一個或兩個電子，就游離成爲帶正電荷的正離子（ *positi-ve ions* ）。氣體分子所失去的電子可能再衝擊別的氣體分子，並且分子所失去的電子與陰極放射電子流匯集。因此屏極電流就突然增加，同時較重的氣體正離子則向陰極移動，在其移動的路程中與陰極放射電子結合，再成爲分子。

衝擊分子使其游離的高速電子所具之能量，是由屏極與陰極間的電位差所供給。各種不同氣體分子，使其突然開始游離，所需要的屏極電壓是一定的。在達到游離前，充氣管的屏極電流，與普通電子管的情形相同。可是，一旦管內發生游離現象，屏極電流就急速增加到一定值，此電壓值將維持不變，並與屏極電流的繼續變化無關。恰使游離發生時的屏極與陰極間電壓，稱爲游離電壓（ *ionization potential* ）、觸發電壓（ *striking potential* ）或引燃點（ *firing point* ）。

游離發生後，游離的作用現象就能使充氣管維持一固定的屏極與陰極間的電壓，此極間電壓較游離電壓小很多。當游離現象不能維持的一個最小電壓，則稱爲解離電壓（ *de-ionizing potential* ），此時，離子開始與電子結合，電流的傳導作用就完全停止。由於充氣管具有繼電作用或交換作用（開關作用 *switching action*），所以可用做電子交換器（電子開關 *electionic switch* ）。在游離電壓時，電子交換

器（電子開關）就接通，此時可通過一較大的電流，解離電壓時就切斷，因此毫無電流通過。

由於充氣管的單向特性（*unidirectional characteristics* 電子流只能從陰極向屏極流），所以也可用做工業上大電流的整流器。充氣管接入交流電路後，由於屏極所接者爲交流，電壓的極性繼續變換，當離子移動到陰極附近，與陰極放射電子重新結合，需一段時間（*de-ionization time*）。如果離子與電子的結合尚未完成，而屏極端電壓恰爲負電壓，則正離子就被負的屏極電壓所吸引，產生一反電流的電弧（*arc-back*），如此充氣管在交流任何半週均有強電流通過，所以管的壽命不長，此點需特別注意。若交流的頻率太大，離子的結合時間不夠，則放射弧電的現象就越嚴重。因此最重要的就是，先要知道充氣管在某作用頻率時的反巔值電壓（*peak inverse voltage*）。

由於放射電子的方式不同，充氣管又可分爲熱陰極充氣管與冷陰極充氣管兩種。冷陰極充氣管通常均爲二極管的形式。熱陰極充氣管則有二極管、三極管、四極管及汞槽管（*mercury-pool tubes*）等形式。一般稱三極管形式的充氣管爲引燃管（*ignitron*）。冷陰極式充氣管是由無外加熱能的陰極，發生電場放射（*field emission*）作用達其放射目的。熱電充氣管的陰極與通常的電子管相同（其陰極外也塗有一層氧化物，並受外加的熱能以放射電子）。而汞槽管的電子放射，是由汞槽所提供。

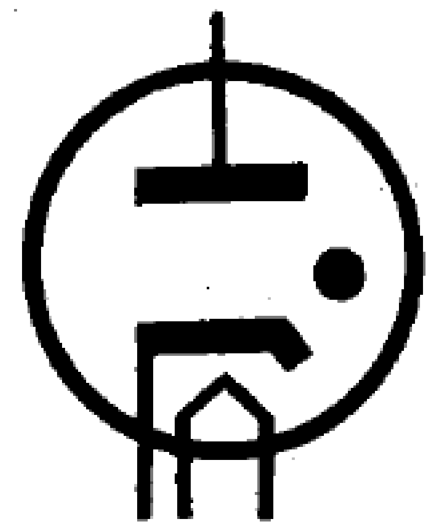


圖 6－21
充氣二極管

充氣管的構造及安排，與高度眞空的電子管相同，只是其陰極、控制柵以及屏極比較大些，所以可承擔通過較強的電流。充氣管的控制柵，只能在游離強電流開始流動以前，有控制電子管的作用，一旦游離開始，管中有強電流流動，其控制作用就完全消失，甚至於不能用來控制及停止游離現象

充氣管或汞槽管的符號和眞空管的符號不同之處，僅在符號中多加一個圓點，表示有氣體的存在。

【充電】(Charge)

詳閱“來頓瓶(*Leyden jar*)”條。

【充電器】(Charger)

將交流改爲脈動直流，作充電用。

【光】(Light)

嚴格地說，光是人類眼睛所能察覺到的一種輻射。由實驗證明，光與電磁輻射相同，諸如光的反射、折射、干涉、偏振及眞空中等速傳播等性質都與光是由電磁輻射組成的模型相符合。因此光這一字常被擴大指爲一切電磁輻射，所以一般所謂紫外線、紅外線，甚至*X*射線等均爲光，但可見光的光譜只是電磁光譜中的一部分。

近代解釋光的本性爲：光有雙重特性，在某些情況時像波，在另外情況時像粒子，即光子。

【光/微秒】(Light-microsecond)

光線在自由空間行進爲每微秒983呎，即300公尺，此速度常用於電距。

【光子】(Photon)

光量子(*light quantum*)之簡稱。自從馬克士威(*Maxwell*)提倡了光的電磁波說以後，大家都相信光學現象已被電磁波的理論解說淸楚。但自從黑體輻射及光電效應的硏究有了進展後，我們明白，當光和物質間有交換能量時，光會有粒子的性質。爲了強調這一面的性質我們取名爲光子；並把它列爲基本粒子之一。另一方面，在實驗上證實了原來被認爲粒子流的陰極線有繞射、干涉等性質。這種雙重特性，不只光子電子，實在是所有和原子核大小一樣的粒子特性。所有的動能p，能量E的粒子帶有波長λ，頻率ν的波的性質，其p和λ及ν和E的

關係是

$$\lambda = h / p \qquad \nu = E / h$$

（ h 爲湳朗克常數等於 6.625×10^{-27} 爾格／秒）

顯然各種不同頻率的電磁波就相當於不同能量的光子。普通可見光的頻率約爲每秒 10^{17} 週左右，其波動性質還相當顯著，至頻率較可見光爲短的 X 射線（頻率約每秒 10^{18} ～ 10^{19} 週左右），要使它產生繞射已經是不太容易了。有一些從放射性物質所產生的 γ 射線，其頻率還要短，在實驗室內，已經沒有一種光柵能使它繞射。另一方面，由於其光子的能量相當大（頻率約爲每秒 10^{20} ～ 10^{21} 週，相當於光子能量 10^{-6} 爾格左右），因此其量子效應就相當顯著。

日常最常見到的光電效應（ *photoelectric effect* ）即充分支持光子的存在。

圖 6 — 22 及圖 6 — 23 中的圓圈代表金屬的原子。圓圈內的黑點是電子，可被光自金屬上趕出。波形線是光波；帶箭頭的點是光波的量子。在圖 6 — 22 中光將一粒電子趕出金屬外。在圖 6 — 23 中同樣波長但強度更大的光趕出兩個電子，每一個都具有與前一粒相同的能量。這一點的解釋是雖然第二個光波具有更多的量子，每一個量子的能量與伴隨第一個光波的量子都相同。基於古典物理，它並不含量子的概念，強度或幅度較大的波應該驅趕出更高能量的電子。

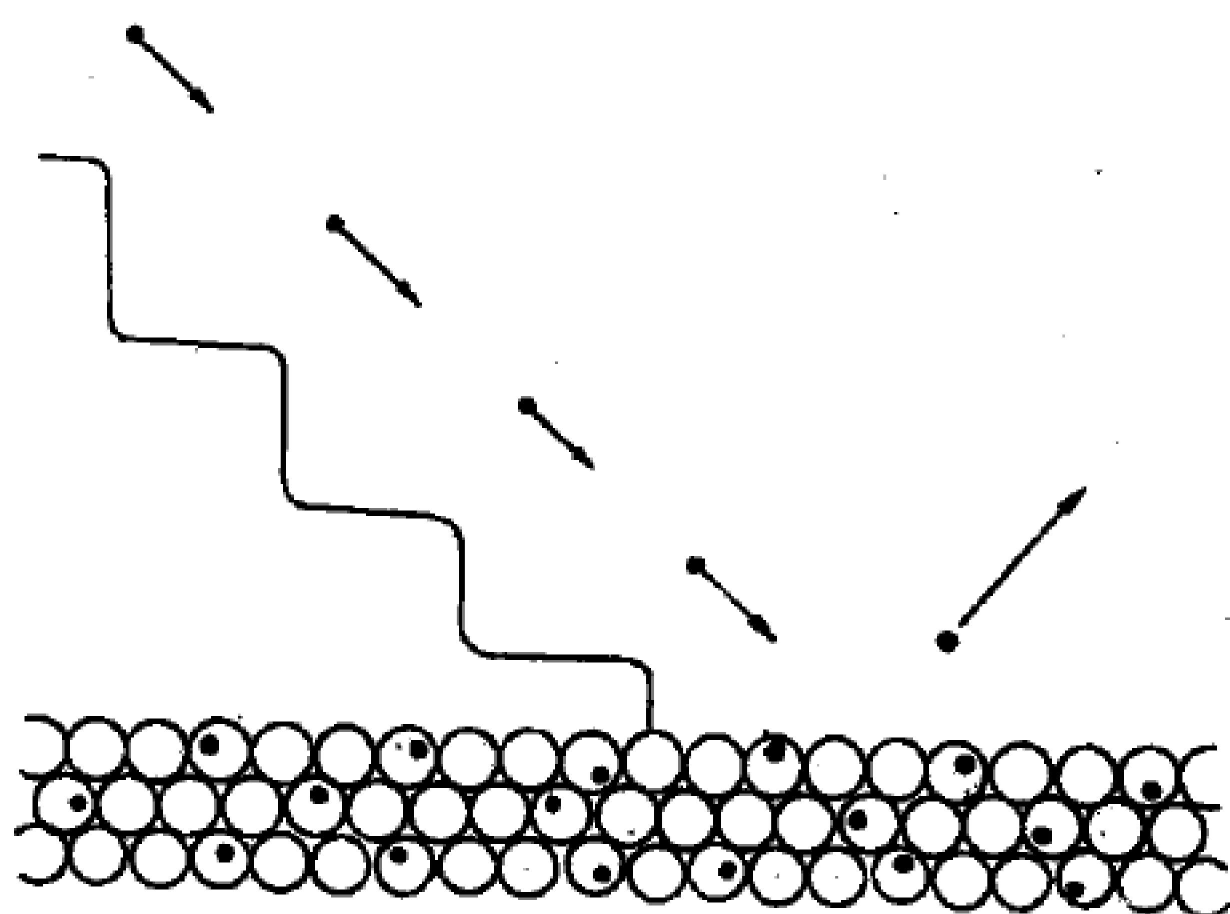


圖 6 — 22

參閱“輻射（ *Radiation* ）”條。

"量子（*Quantum*）"條。

"光電效應（*Photoelectric effect*）"條。

【光子之能量】（Energy of photon）

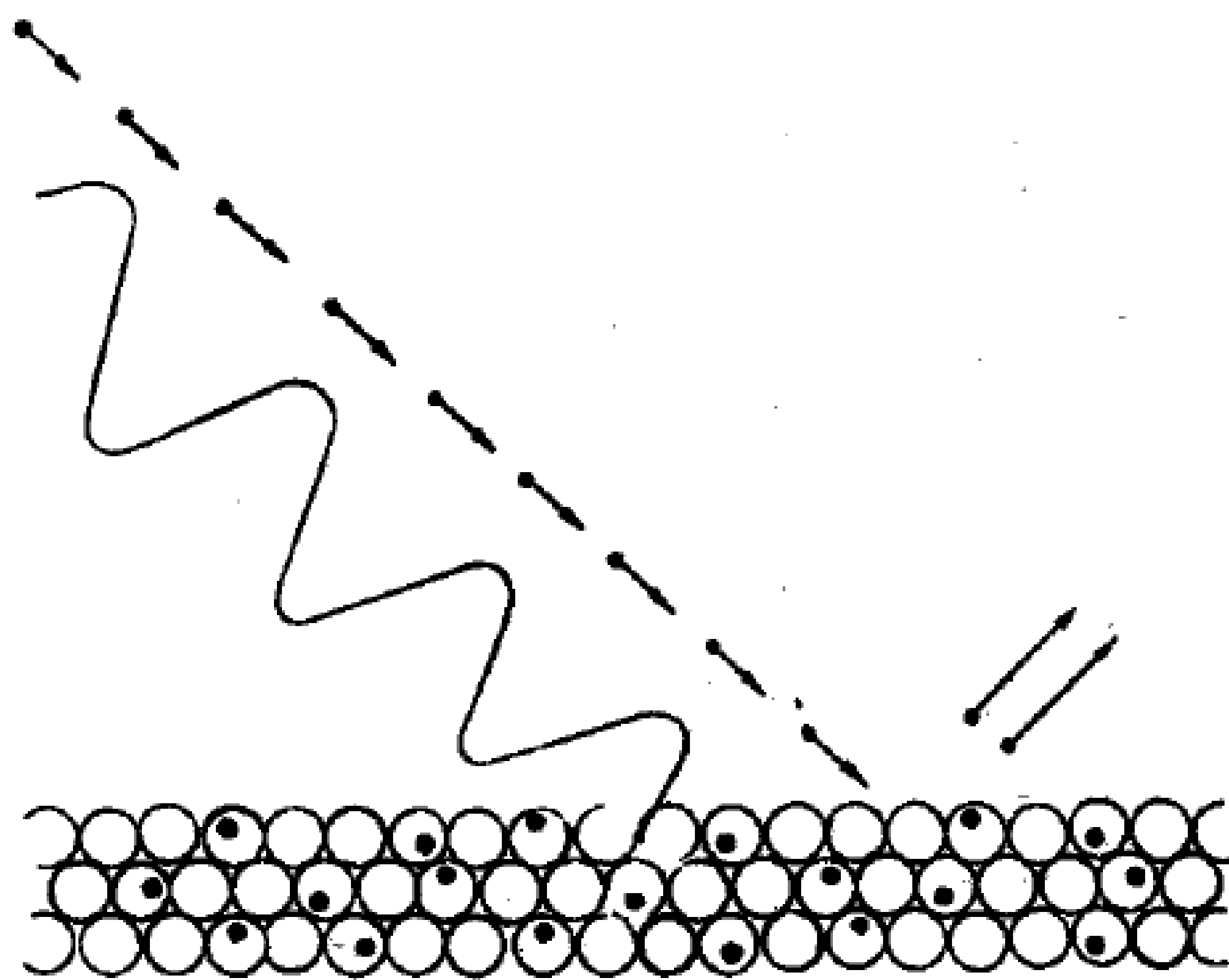


圖 6－23

把康卜頓效應（*Compton effect*）具體化爲圖 6－24 中所示之碰撞，其中頻率爲 ν 之一光子與一靜止電子碰撞，並傳給電子某些能量及動量，交互作用的結果，散射光子之能量較小，對應有一較小之頻率 ν'。進一步檢驗以查證散射後電子之動量是否等於入射光子與散射光子之動量差，此爲一很難之實驗，但已經做出並且查證結果相當符合。其中光子之能量、動量與電磁輻射之頻率及波長的關係爲

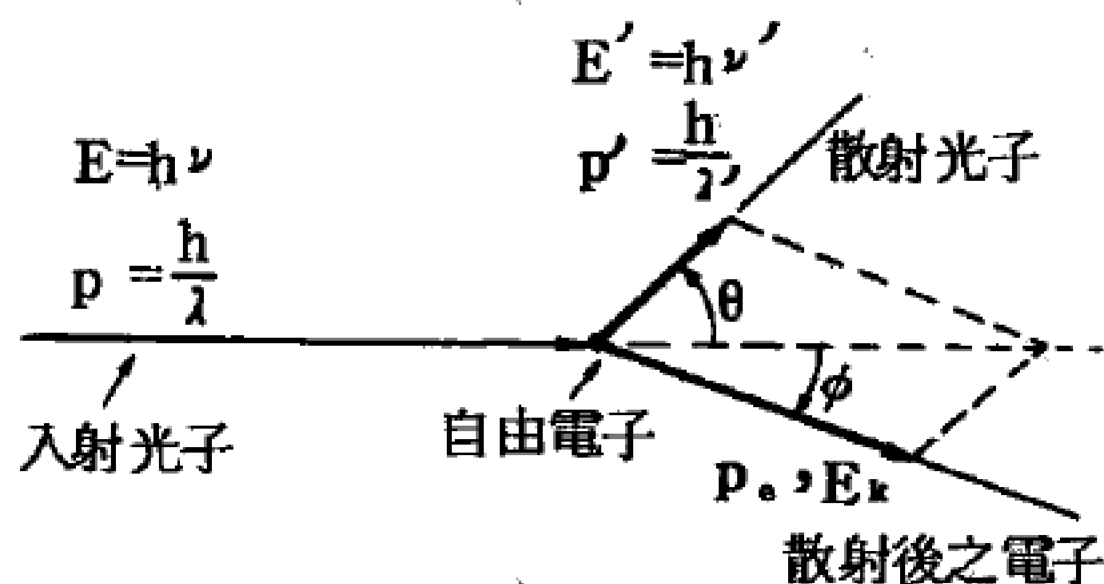


圖 6－24　康卜頓散射中之動量及能量關係

$$E = h\nu \qquad p = \frac{h}{\lambda}$$（一光子之能量及動量）

由此事實所得之第二關係式爲

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} \text{ 及 } \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda}$$

能量及動量守恆之要求，電子得到一動能

$$E_k = E$$

及一動量

$$p_e = p - p'$$

光子之概念對二帶電粒子間的電磁交互作用提供一個簡單的圖解表示法，如圖6—25所示，對應於動量及能量交換的交互作用，粒子的起始動量 p_1 及 p_2 在交互作用後變爲 p_1' 及 p_2'，雖在某一特定瞬間其交互作用不是局部的，但爲簡單起見，在某一特定時間，指其在 A 及 B 的位置，粒子1經由電磁場與粒子2交互作用，結果粒子2從場中得到一些相當於一光子之能量及動量，對應產生了一運動變化，粒子1之運動則需適應所對應之新場，此新場爲原來的場減去一光子。當然，逆過程亦可能發生的，且粒子1可從粒子2之場中吸收一光子，則我們可說粒子1與粒子2之間所發生者爲光子之交換，前面之討論可以結論爲"電磁交互作用可以想像爲交互作用之帶電粒子間產生光子交換之結果"。

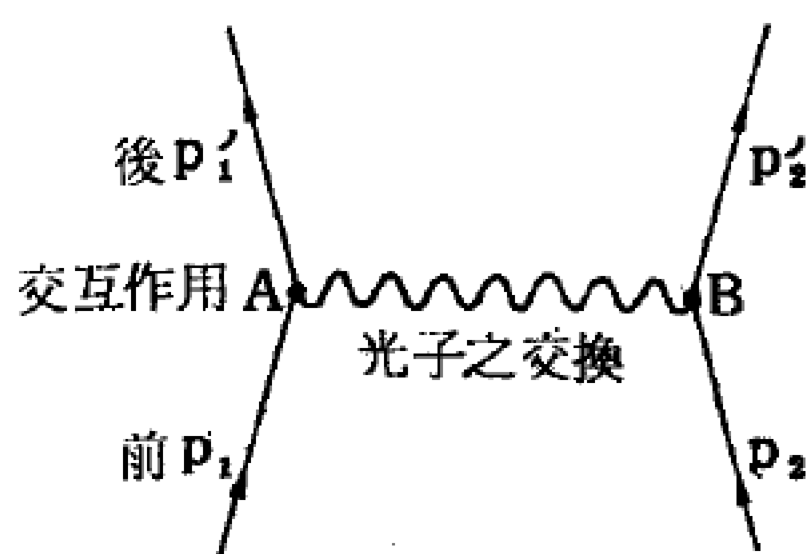


圖6—25
電磁交互作用視爲光子之交換。光子把能量及動量從一電荷傳給另一電荷

【光之二象性】(Duality of light)

光電效應和康卜頓效應，使得我們無法不承認光的量子性質，而干涉和繞射現象也使我們不能放棄光的波動性。最後，我們採取了一個立場：光的二象性。

如果光子的二象性是存在的話，那麼這種二象性的性質，會只單獨爲光子所具有嗎？德布洛利（*De Broglie*）認爲二象性不只是以電磁輻射光子所有，而爲物質界一項很基本的性質，他認爲所有東西均帶這種性質，也就是說：電子、中子、質子、原子、分子等均有對應之物質波。

【光之干涉】(Interference of light)

當兩道從同一光源發出之光束，以不同之路線相遇時，在某些部分，光束彼此加強，或彼此抵銷，於是形成一系列之黑帶或條紋，此種現象為光之干涉。

參閱“加強性干涉（*Constructive interference*）”條。

“破壞性干涉（*Destructive interference*）”條。

【光之三原色】（Three original colors of light）

把紅、綠、藍色的光混合時，變成白色光。這三種色彩的光，叫光的三原色。

個別通過紅色玻璃與綠色玻璃的光混合起來，即變成黃色的光；藍色與綠色混合則變成靛色的光。

像這樣，把紅、綠、藍色的三種光作適當的混合時，可作成各種色彩的光。

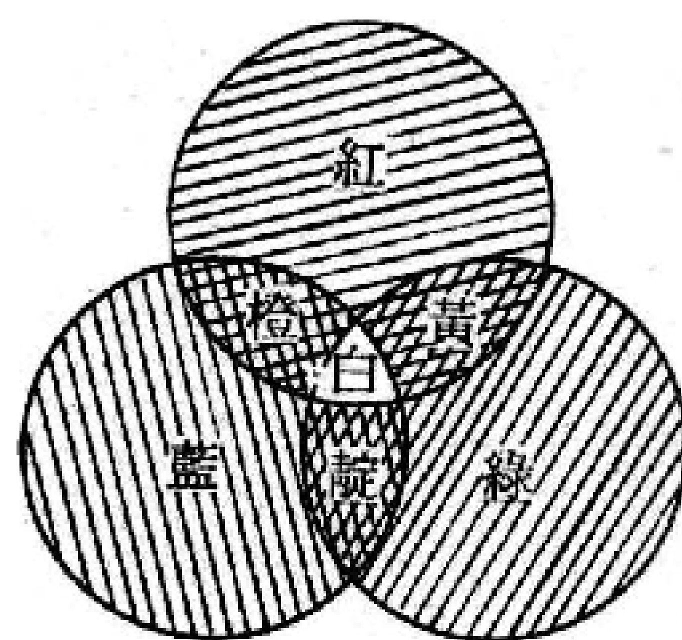


圖 6 — 26　光的三原色

參閱“三原色（*Three primary colors*）”條。

【光之反射】（Reflection of light）

光碰到物體後，不能透過時則會彈回叫光之反射。由於反射面的平坦否，有單向反射（*regular reflection*）及漫射（*diffuse reflection*）之分。人站在鏡前即能詳細地看到自己，這是由於由身體反射出來的光，經鏡面反射後重回自己眼睛之故。反射的情形可以用反射的定律說明。

【光之反射定律】（Law of reflection of light）

1.入射線、反射線與反射面上入射點所作之法線，同在一平面內，且在法線之兩側。

2.反射角等於入射角。

【光之可逆性】（Reversibility of light）

在同一條件下，光循同一路徑反向進行之特性，稱為光之可逆性。

【光之色散】(Dispersion of light)

在暗室內，從細縫透過之日光，使通過三稜鏡，投射於白色屏上，則見其生一美麗之彩色帶，其色各部分不同，約略分之，共爲紅、橙、黃、綠、藍、靛、紫七色，此種現象，謂之光之色散。而其彩色帶，謂之光譜。其分散之理，蓋因太陽光是由多種色之單色光混合而成，其各色之光，波長互異，通過三稜鏡後，其折射之角度各異，由小而大，乃呈紅、橙、黃、綠、藍、靛、紫，依次排列，成一彩色光帶。

【光之折射】(Refraction of light)

凡光線在疏密不同的介質面上改變方向的現象，稱爲光之折射。

如圖6—27，光線AB由空氣內斜向射於水面，自入射點B起，就向這點的法線EE'偏折而取BM的方向進行。若在水底置一面平鏡M，使反射線MC再由水中透入空氣，則自入射點C起，離法線下FF'偏折，而取CD的方向。偏折後的光線BM和CD，稱爲折射線；

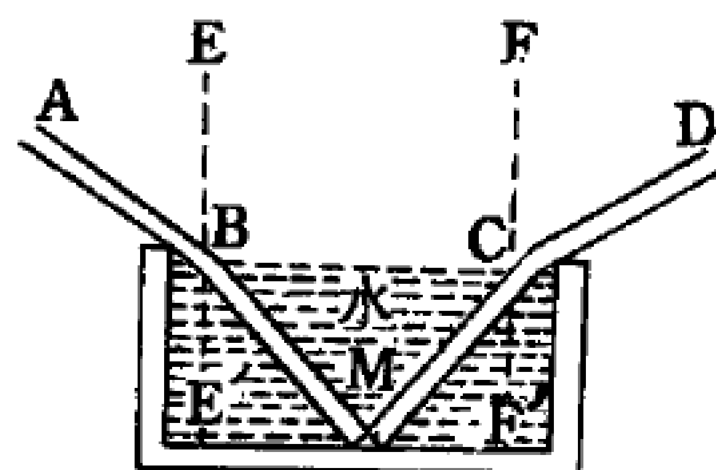


圖6—27

折射線和法線所成的角，如$\angle E'BM$和$\angle FCD$，稱爲折射角。由此可知光線由稀的介質透入密的介質時，折射線常向界面的法線而偏向，故折射角常比入射角爲小；若由密的介質透入稀的介質時，折射線常離法線而偏向，折射角常比入射角爲大。

當我們隔著火盆上的熱空氣看對面的東西時，會覺得那東西不停地在閃動著。這是由於火盆上面的空氣因受熱很快地上升，這部分空氣的密度便和周圍空氣的密度不同，而且熱度還不斷在變化，所以折射光線的路徑也不斷地發生變化，當由物體射來的光線通過這樣的空氣，就會使物體變成了閃動的形狀。

在炎夏中午時分，假使躺在地上來看樹木、房屋和人物，在它們的輪廓好像是透過一層流動的水一樣，而且動搖不定。這是因爲那時十分

炎熱，地面的輻射熱很多，溫度高，接近地面的空氣受熱，密度變小，因而上升，成為向上流動的氣流，由物體射來的光線通過這種變動著的氣流，折射光線的路徑就不斷變化，因此所看到的樹木、房屋和人物，便都動搖不定。

我們在夜裏看到天空裏恆星的閃動，也是這個道理。大氣裏經常存在著密度不同的氣流和漩渦，當恆星的光線通過這種氣流時，就會使它原來折射的路徑發生變化，一會兒到左，一會兒到右，恆星是不會閃動的，都是這折射光的緣故。

又如太陽位於地平線附近時，光之折射作用尤大(圖6—28)。在地平線下的太陽 *S*，因平射至光密的空氣層而生之強烈折射，將光線傳達至觀察者 *B*。我們知道，太陽與地球間之距離遙遠，日光約須 $8\frac{1}{3}$ 分鐘始可傳到地球，故日出日落時所見的陽光，實際上是在 $8\frac{1}{3}$ 分鐘之前從太陽出發的。因為光之折射關係，太陽看上去就如同剛剛接觸到地平線的下緣似的，其實它業已落至地平線下了。同理，當太陽剛剛還在地平線下的時候，看上去它已升起來了。所以我們可以這樣說：太陽實際上比我們肉眼所見的要落得早些而起得遲些；這等於說，光之折射將我們的白天稍稍加長了一點。

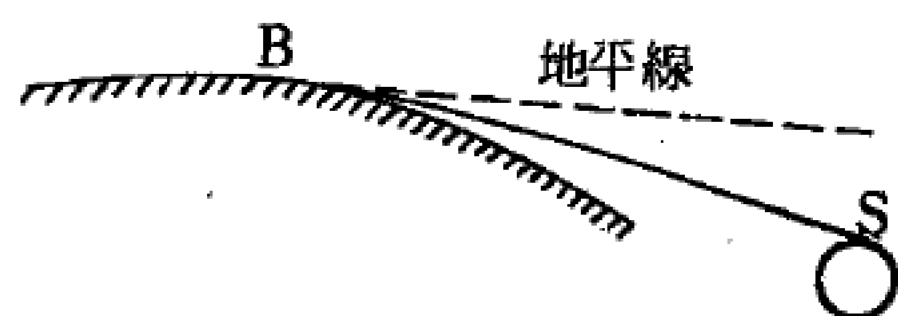


圖6—28 地平線附近光之折射

【光之放射說】(Emission theory of light)

此乃牛頓所創之學說，用以說光之本性者。其說謂光線乃由極微極小之物質，即所謂光束者，運動而成，光束自發光體向四方射出，入於人目，使生光之感覺。

【光之波動說】(Wave theory of light)

第一位提出光為波動而非分子粒子流動者係與牛頓同時代之荷蘭人惠更斯(*Huygens*)，惠更斯以光之特性為脈動現象係最佳之解析。光

所以在水中折射，原因係光在水中之速率較在以太中進行時慢所致，不過當時惠氏並未能測出光在空氣中和在水中時速率究竟多少。

不久，英國物理學家楊格（*Thomas Young*）和法國光學儀器商兼數學家夫累涅爾（*Augustin Fresnel*）二人經多次實驗證明光有波動特性，兩氏解析波動係由二個干涉波所形成，與水波情形相似，此現象包括光通過夾縫以後之繞射和偏振現象。

光不僅具有偏振性質且為橫波（*transverse wave*），與波進行方向垂直，聲波之傳遞則為平行。

【光之直進】（**Straight way of light**）

光不但在眞空中有直線前進的性質，凡如空氣、水或玻璃等，由同一物質所構成的透明體中，也具有直線前進的性質。

雨後，由雲隙間漏出來的太陽光或由門縫漏進的光，夜間由燈塔或探照燈等照射出來的光，都是如同一條直直的帶子。

又由於光射入眼，才知有光來，所以如只有光經過眼前，而無光線射入眼中，則看不到這道光。因此，能看見由門縫漏進的光，或燈塔、探照燈的光的前進路線，是由於在光的前進路線中浮游的細小塵埃，使光向四面八方反射散佈之故，而這些散射的一部分光射入眼中，才能看出其路線。

【光之強度】（**Intensity of light；Luminous intensity**）

光垂直照於單位面積上之量，謂之光之強度。光從發光體發出，向四方發射而成球狀，其強度與光源距離之平方成反比例。如距光源r_1公分處之光之強度為I_1，距光源r_2公分處之光之強度為I_2，則

$$\frac{I_1}{I_2}=\frac{r_2^2}{r_1^2}$$

【光之散射】（**Scattering of light**）

平行光線照到一物體上時作不同方向之隨意反射便是散射。如由太

陽發出之光束並不直射地球表面，而由空氣分子在塵埃粒子反射和散射。

光因散射之損失，各色光均不相同，藍色和紫色光線所受影響較紅色光大。藍光因散射而再現時天空呈現藍色，紅和黃色則當太陽西沉之際特別引人注意。

因爲光線有散射現象，故測量太陽光強度時，這種現象應予扣除。

【光之復合】(Recombination of light)

白光經稜鏡色散後，再用一相同的三稜鏡倒置，各色光又可合成爲白光的現象。

【光之微粒說】(Emission theory of light)

又名放射說，爲牛頓 (*Newton*) 首先倡導，認爲光由光源直線行進至被照體，可想像爲一束微粒 (又名光素)，以高速 3×10^8 米/秒由發光體射往被照體。其可以粒子體積的微小，解釋光的獨立性。以粒子的快速運動，解釋光不因重力場而彎曲事實。其對光的直進、反射雖可圓滿解釋，對光之折射卻過於牽強，至於光的繞射現象則完全無法解說，但它仍舊有其存在的價值。

【光之電磁說】(Electromagnetic theory of light)

電磁之輻射不僅與光相同，且反射、折射及偏振之性質亦相同。故光爲電磁現象之一，亦即光波爲電波之一種。其波動係原子內之帶電粒子振動而生，所具速度亦與電波相同。此說先後由英國物理學家馬克士威 (*James Clerk Maxwell*) 及德國物理學家赫茲 (*Heinrich Rudolph Hertz*) 分別於 1864 年及 1888 年提出及證明。

【光之熱效應】(Thermal effect of light)

我們對於光線之感受，實因肉眼網膜上所引起的各種化學過程所致。除此以外，當我們碰到太陽光線，或靠近一處人工光源時，由於人身皮膚的感覺，又可顯示有熱效應之存在。經驗告訴我們，黑暗的物體要

比明亮的物體、表面粗糙的物體要比表面光滑的物體來得容易增高溫度。由於熱是能的形式之一，所以此類加熱所需之能，必定是從光線而來，也就是說，必定是光能轉變爲熱能，亦卽光線將能釋放出來了，而此一過程必定是可以覺察出來的！事實上，在任何反射作用以及光在穿經物質的過程中，我們都會觀察到某種程度的光度變弱的現象，而這一現象正是由於能之損失所造成的。又任一對光具有吸收本領的物體，恆會增高其本身的溫度，所以我們可以毫無疑義地下一結論卽：光被吸收後卽轉變爲熱。在此一轉變過程中，根據能量守恆定律，能是絕對不會受到損失的。於此，自然而然地又會引發了一個問題：就太陽光線而論，此種熱效應與光譜中的各段落亦卽與波長之間究竟有些什麼關係呢？又由於光線中所含的熱能很少，所以我們必須使用十分靈敏的量度儀器才行！有一種用途甚廣的靈敏儀器，稱爲熱電偶。此種儀器係根據下一事實而製成，卽當溫度發生變化時，二種不同金屬焊接之處恆有電流產生。所以我們只要將量度儀器焊接之處置於光譜中所欲探測的那一段上，則裝在儀器上的電流計便可間接地將每種波長之光所產生之熱能顯示出來。圖6—29所示，乃是計量裝置及其計量結果之圖示。圖上畫著陰影線條的地方代表弧光燈的光譜，T爲由紅色逐漸被推移至紫色區域之熱電偶，而A則係電流計。我們只要根據該電流計指針之偏轉，卽可隨時測知自指定射線區域中所釋放出來的熱能。該圖下半部分所畫的曲線告訴我們，由輻射能轉變而來的熱，是從相當微弱的紫色一端開始向著紅色一端逐漸增加的，倘將上述方法用於通常所使用的大多數光源，則所得之曲線與圖6—29所示者完全相同。

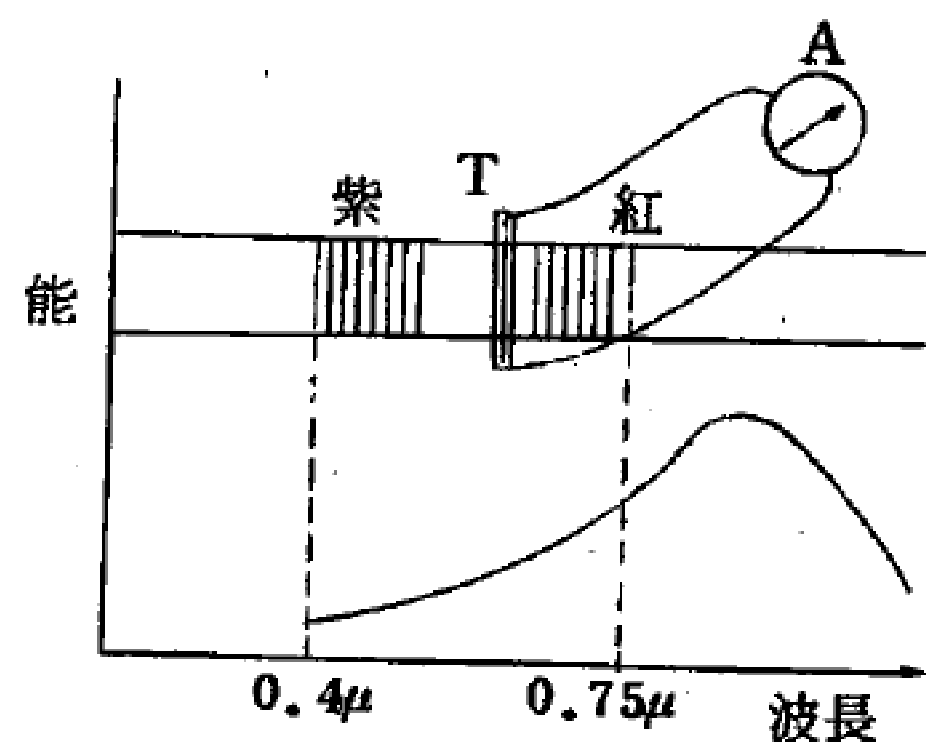


圖 6— 29

【光之繞射】(Diffraction of light)

繞射現象是波動的特性之一。若在波的行程中放置一障礙物，障礙物的大小與波長相近時，則波生失眞，甚易看到繞射。間有小孔或窄縫的屏，僅讓入射波前的小部分通過；或是細線及小盤，擋住小部分波前不能通過，均可作爲障礙物，產生繞射。圖 6—30 示一屏上有小孔，當波行經屏孔後，在屏後產生繞射的情形，波前抵達直線行進時所不能到達的區域。聲波和水波雖是振動模式不同的波，但最易看到所生的繞射。光波的波長甚短（約 5×10^{-7} 米），物體的大小通常比光波長大得多，故肉眼甚難觀察到光的繞射現象。

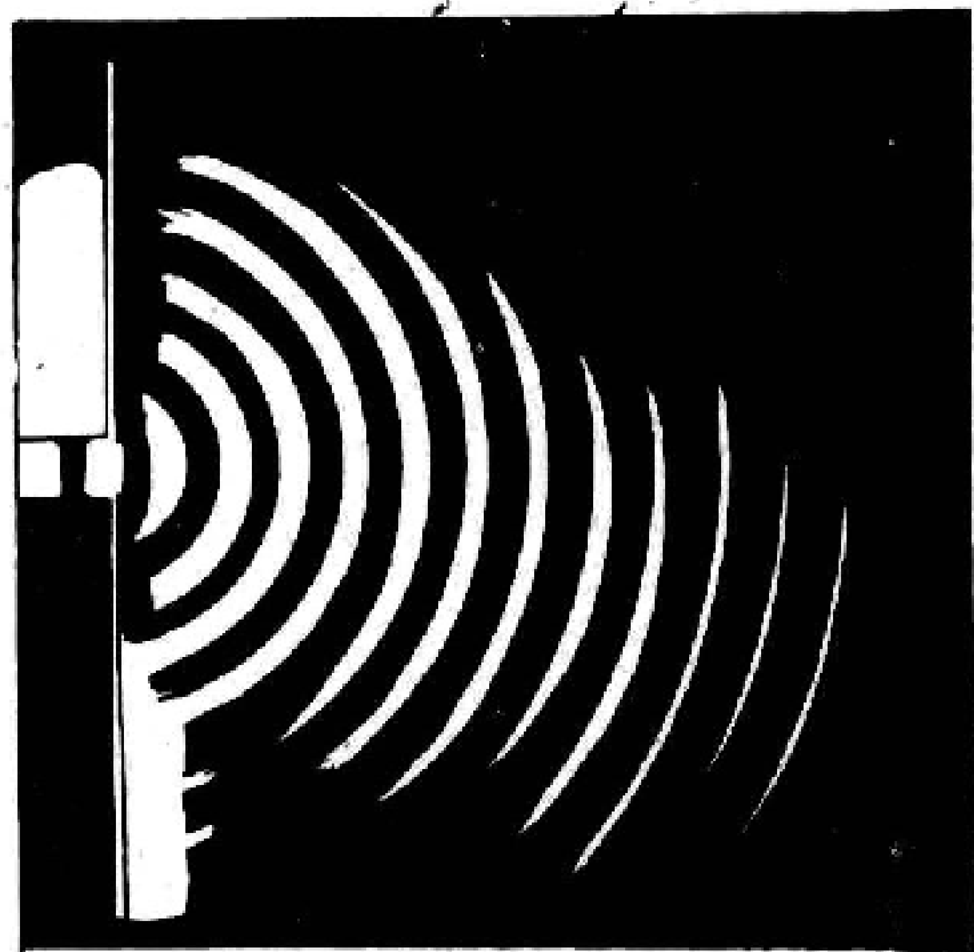


圖 6—30

在討論光的繞射，就實驗佈置之不同而分爲兩類。一是夫累涅爾繞射（*Fresnel diffraction*），光源和展示繞射圖樣的屏距小孔爲有限距離，入射光和繞射光不是平行光線，如圖 6—31 (*a*) 所示。另一種稱爲夫牢因和斐繞射（*Fraunhofer diffraction*），即設入射光和繞射光均爲平行光線時所觀察的繞射圖樣。若將光源和觀察屏均置於距小孔甚遠之處，就得平行光線，而生夫牢因和斐繞射，如圖 6—31 (*b*) 所示。簡便之法可用兩會

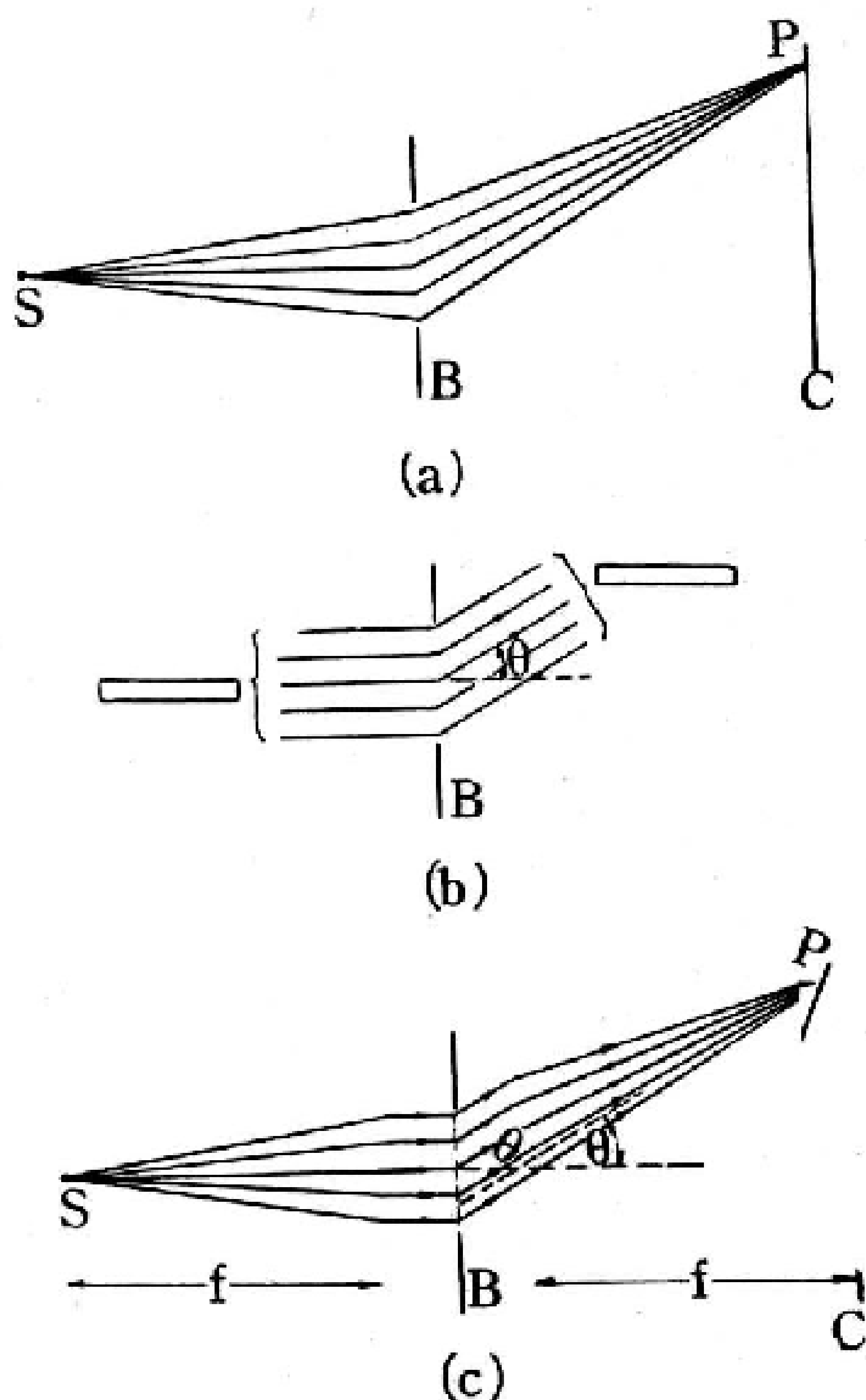


圖 6—31

聚透鏡作成夫牢因和斐繞射，繞射孔徑之前置一透鏡，其焦點恰位於光源處，入射光卽成平行光線。第二透鏡置於孔後，其焦平面與觀察屏相合，使離開繞射孔徑的平行光線會聚於屏。

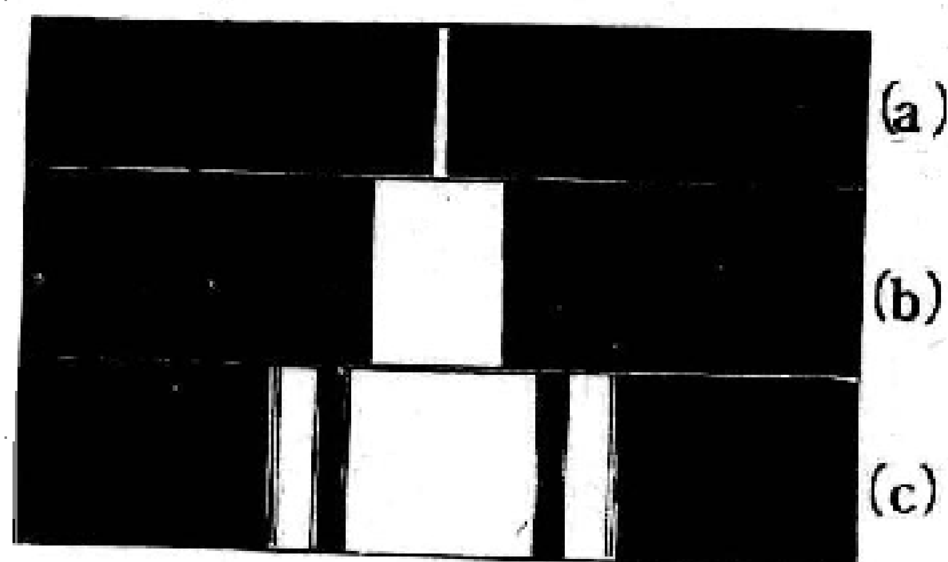


圖 6 — 32

夫牢因和斐繞射是夫累涅爾繞射的極限情形，前者的數學分析較簡，易於處理。單狹縫夫牢因和斐繞射圖樣如圖 6—32 所示，圖中(*a*)示單縫寬度，(*b*)爲短時間曝光，(*c*)爲長時間曝光的情形。設入射光波長爲 λ，縫寬度爲 b，繞射光角度爲 θ（圖 6—31 (*c*)），則在觀察屏上光強度爲零之處的條件爲

$$\sin\theta=\pm\frac{\lambda}{b},\ \pm\frac{2\lambda}{b},\ \pm\frac{3\lambda}{b},\ \cdots$$

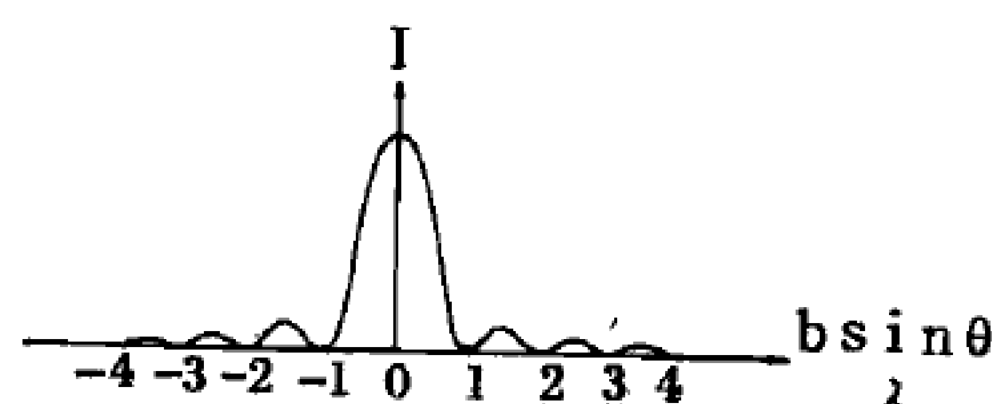


圖 6 — 33

屏上繞射圖案中任一點的光強度 I 爲

$$I=I_0\left(\sin\alpha/\alpha\right)^2$$

$$\alpha=\frac{\pi b}{\lambda}\sin\theta$$

式中 I_0 是 $\theta=0$（卽無繞射）處的光強度。圖 6—33 示一長狹縫所生繞射圖樣中的強度分佈。

圓孔所生的夫牢因和斐繞射圖樣中央是明亮的圓盤，然後是明暗相間的圓圈，且亮環逐漸暗弱。中央亮圓以及各環的半徑並無簡單的順序規則，數學分析甚爲複雜，但可證明相當第一暗環的角度 θ 爲

$$\theta=1.22\frac{\lambda}{D}$$

式中 D 爲圓孔直徑，λ 是光波的波長。位於遠處的光源（例如星球），在會聚透鏡的焦平面處所置的照相底片上生成之像，並非一點，乃是上述的繞射圖樣。所有光學儀器如望遠鏡、顯微鏡等都有圓形透鏡，故常

生圓孔繞射。

當入射波的點光源或觀察屏至孔徑或障礙物的距離，二者之一或兩者均是有限值時，則成為夫累涅爾繞射。此時入射光或繞射光皆不是平行光，或兩者均非平行光。夫累涅爾繞射的數學計算頗為複雜，茲以最簡單的圓孔繞射為例，設平行光正向射至半徑為 a 的圓形孔徑，如圖 6－34 所示。觀察之點 P 在小孔中心的垂線上，至孔心距離為 r_0，若變更距離 r_0，則在 P 點依次呈現亮區或暗區，外圍是明暗相間的圓環。在 P 點的繞射結果為

$$n = a^2/\lambda r_0$$

式中 n 為整數。當 $n=1$ 時，P 點是亮區，繞射圖案為一明亮圓盤。

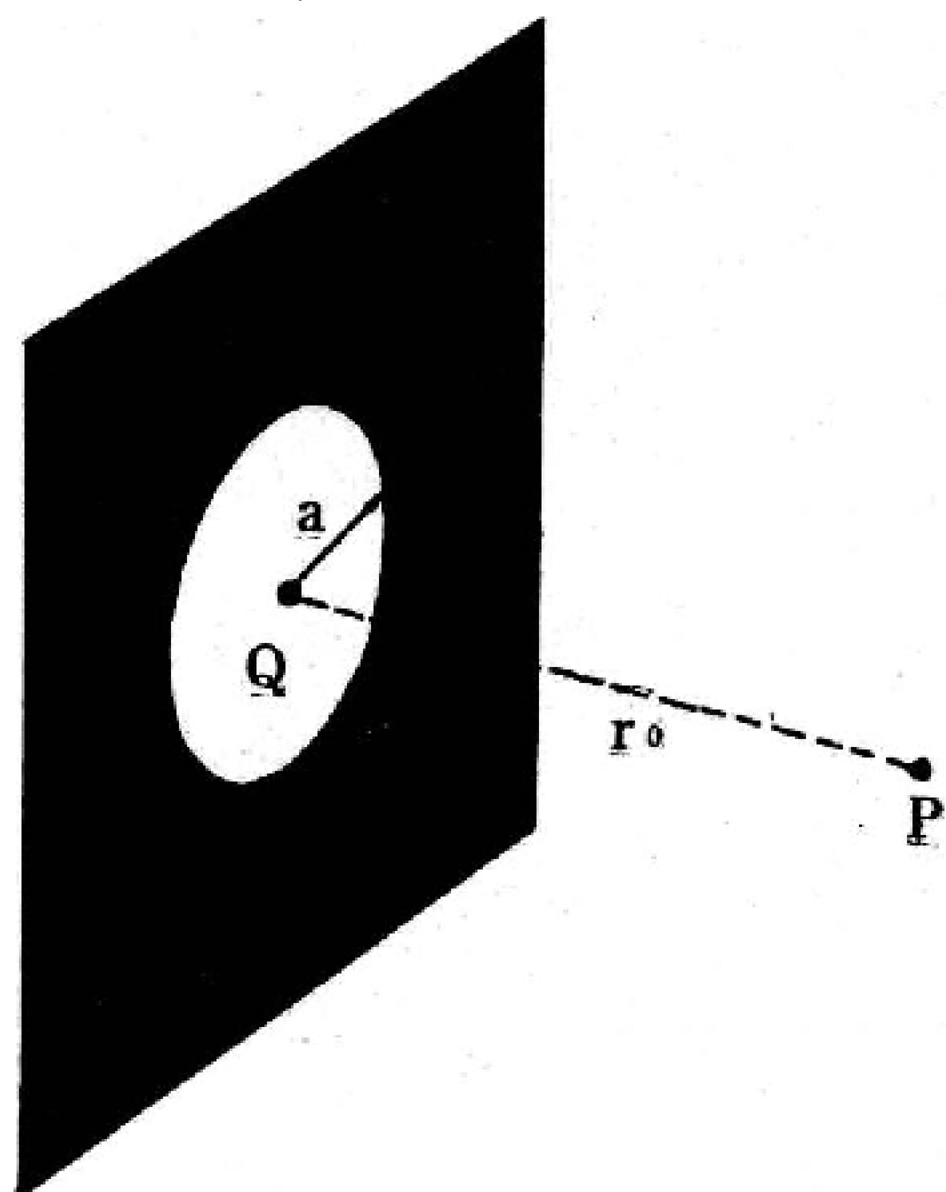
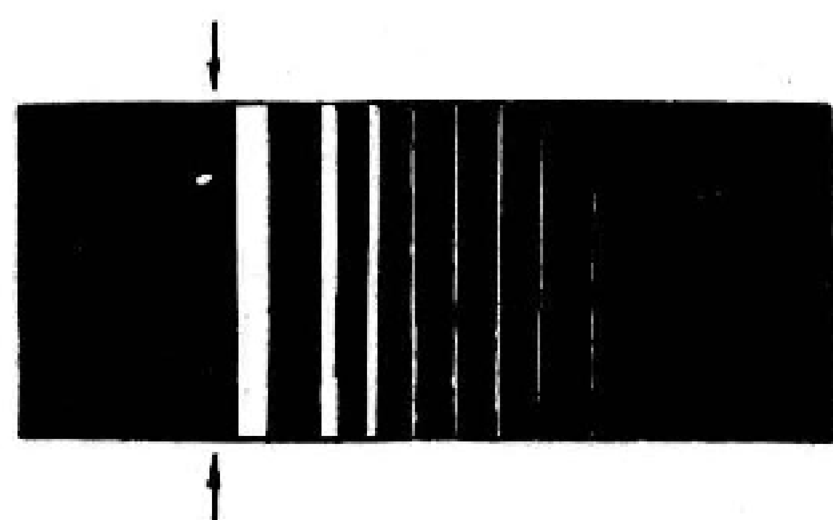
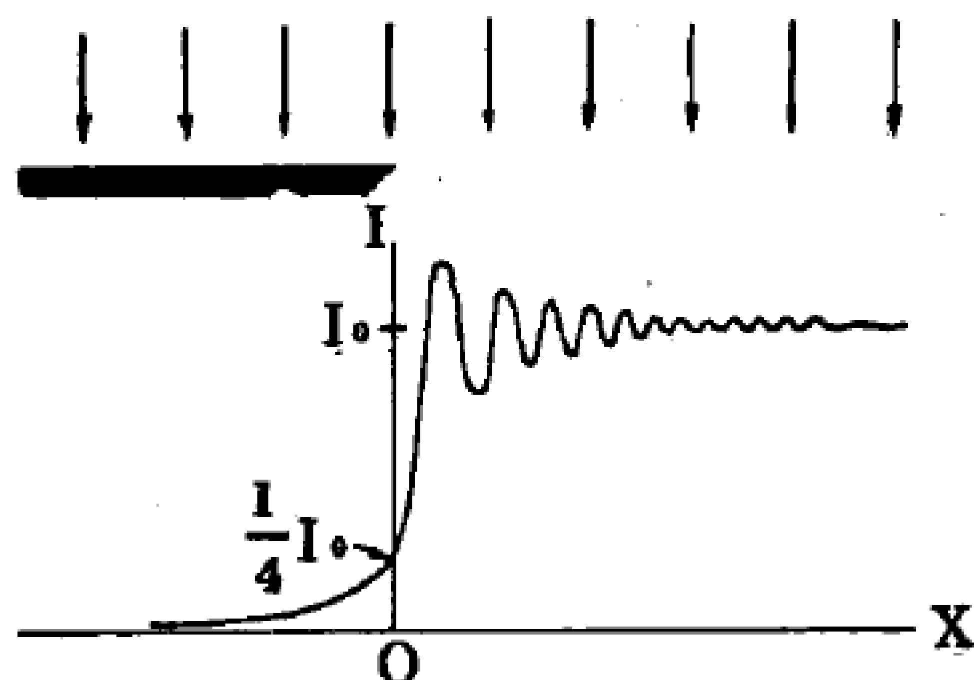


圖 6－34 光之繞射

$n=2$ 時，P 點為暗區，外圍有一亮環。$n=3$ 時，中央 P 點又為亮圓，外圍依次為一暗環及亮環，依此類推。故當 n 為奇數時，中央為亮圓，外圍有 $\frac{1}{2}(n-1)$ 亮環。n 為偶數時，中央為暗圓，外圍有 $n/2$ 亮環。


(a) 繞射圖樣



(b) 平直邊緣所生夫累涅爾繞射的光強度分佈情形

圖 6－35

當置一小障礙物，例如圓盤時，所生的夫累涅爾繞射情形與上述的圓孔繞射相似，只是在中央P點恆爲亮圈，因被盤緣所繞射的波，在中央處總是相長性增強。

在平直物體的邊緣處所生的夫累涅爾繞射圖樣如圖6—35所示。在平行光直線行進時不能到達的幾何陰影區內，光強度逐漸降爲零，在邊緣正後方的光強度僅爲入射光強度I_0的四分之一。鄰近邊緣附近光強度分佈並不均勻，繞射條紋清晰可見。

【光介子】（Photomeson）

光子射入核子所放出的介子。

【光化作用】（Photochemical action）

所謂光化作用，即空氣中之空氣污染物（主要爲針對二氧化硫、二氧化氮及碳氫化合物三種氣體而言），經吸收陽光中之紫外線後，即產生臭氧（*ozone*）及其他強氧化劑氣體，這些強氧化劑氣體合稱叫過氧硝酸乙醯（*Peroxyacetyl nitrate*；*PAN*）。係一種對人類的眼、鼻、喉及樹葉均有極大刺激性的氣體；此外，由於其色帶微褐色，故常使大氣的能見度減少，增加車禍事件。

【光化學】（Photochemistry）

輻射與物質之交互作用乃是產生宇宙中許多現象的基本過程之一，例如，地球接受來自太陽的連續電磁輻射流，經過光合作用（*photosynthesis*）之過程（此即，由於吸收光子，促使二氧化碳與水化合而成新的化合物，主要是醣類，在反應中，稱爲葉綠素的化合物扮演一重要角色），地球上才可能有生命，該過程可寫爲



$$6\,CO_2 + 6\,H_2O + n\,h\nu \rightarrow C_6H_{12}O_6 + 6\,O_2$$

式中光子的數目n並不固定；其能量大多在可見光譜範圍內，這過程比上面之方程式要複雜甚多，這方面的研究仍然積極進行中；光合作用的重要，不只因爲它產生醣類，這些醣類是大部分生物主要的食物來源（

即能量來源），而且因爲它釋放氧而控制大氣中的氧氣量，在另一方面，這些氧很快就被地球上的許多氧化過程消耗掉。

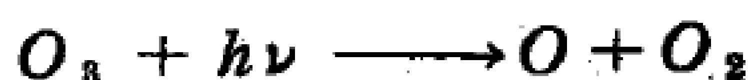
光合作用只不過是由於吸收輻射而產生的許多反應之一，研究這些反應者稱爲光化學，每個光化學反應必有某一定能量的光子參與。因吸收輻射所產生之過程的另一例爲一分子吸收一光子而分解，此即


$$AB + h\nu \longrightarrow A + B$$

一個在地球物理及生物學方面很重要的這類反應，就是大氣中氧的分解，這是因爲吸收波長範圍從1,600 Å到2,400 Å的紫外線輻射（此即能量介於7.8eV及5.2eV之間的光子）所造成的，可把這過程的方程式表爲


$$O_2 + h\nu \longrightarrow O + O$$

產生之氧原子與氧分子化合而成臭氧O_3，臭氧又因吸收波長介於2,400 Å及3,600 Å間的紫外線輻射（此即，能量介於5.2eV及3.4eV間之光子）而產生光化學分解，其反應爲


$$O_3 + h\nu \longrightarrow O + O_2$$

這兩個反應吸收了很多的紫外線輻射，因此來自太陽的紫外線輻射實際上在未到達地球以前已幾全被移去，若此紫外線輻射可到達地球表面，則其與細胞成分、酵素等起光化學反應而破壞許多有機體。

照相過程仍爲光化學反應之另一例子，由於輻射的作用，溴化銀分子產生分解，銀原子在一感光軟片上形成一所謂的潛像（*latent image*），然後經顯像過程處理，使軟片形成一永久映像。

【光化學反應】（Photochemical reaction）

物質吸收光能後其中電子被激起至一激發狀態。激發狀態的能量高，因而常可發生若干基態物質不能進行之化學反應，稱爲光化學反應。

光化學反應中最常見的例子有：綠色植物的光合作用，照相底片的感光作用，以及製備各種型式的有機化合物等。

【光化學定律】(Law of luminous-chemistry)

愛因斯坦指出受光作用而產生變化的分子數目，等於量子被吸收的數目。但實際在光化反應中很少時候是絕對服從這條定律，有時甚至相去甚遠。不過分子反應數目與量子被吸數目的比率稱爲“量子效率”。當愛因斯坦律被遵守時，比率應該是1，當比值低於1，表示某些量子被吸收而沒有產生反應。比值大於1時，即意味著連鎖反應的發生，反應的分子引致其他分子發生變化，而無需進一步吸收更多量子。

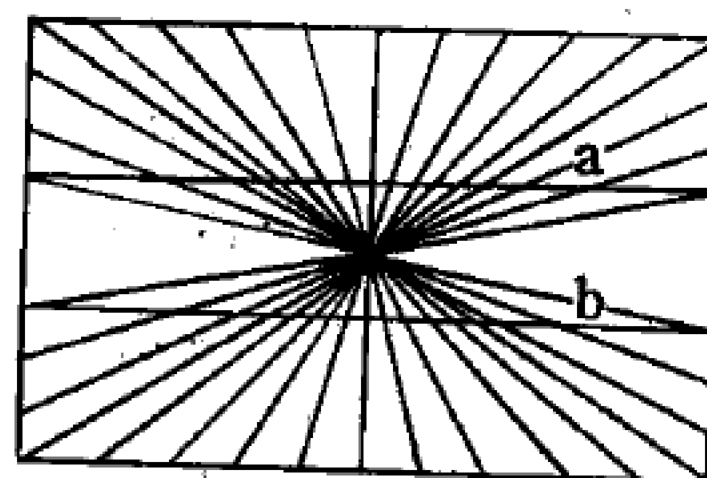
【光幻視】(Optical illusion)

圖6—36中所示的兩條線段 *AB* 及 *CD* 一眼看去似乎長短不一，實際上它們是等長的，而且其視角也是一樣大，故在網膜上所現出的像也是一般長短的。



圖6—36
等長線段AB及CD看起來似不相等

圖6—37中，兩條水平線 *a* 和 *b* 或 *c* 和 *d*，實際上是互成平行的；但看起來，*a* 和 *b* 好像在中央處稍寬，而 *c* 和 *d* 則好像在兩端的距離大些。



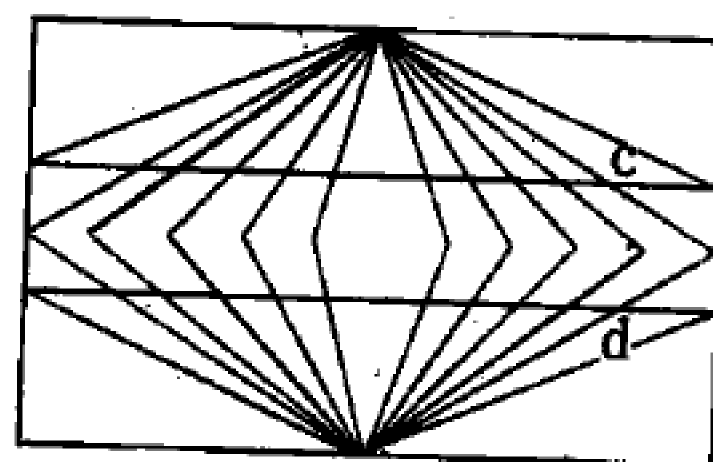


圖6—37
a和b或c和d是互成平行的直線，但看去並不如此

網膜上的像不可能顯示此種偏差。眼睛的光學構造，特別是眼球方面，決不致犯錯的，造像時它必嚴格遵守光學定律。故如稱此種現象爲光幻視，本來就不十分正確，因爲眞正犯錯者，是我們腦神經而不是眼睛的網膜。當網膜接受刺激傳送腦中時，腦神經對此判斷往往就會發生偏差。

大家所熟悉的自然現象，即接近地

平線的月亮令人看去好像特別龐大者，也是這個道理。事實上，我們看月亮的視角約爲半度（即 30 分），不論月亮在天頂或在天邊都是一樣的。因爲月亮從初升到天頂最高點，其與地球的距離並無顯著的變化。由此可知，問題不是出在網膜上的像之大小有何變化，也不是由於眼睛本身有什麼別的缺點，而是腦神經解釋網膜所受之刺激時發生錯誤而已。假如我們在水平方向擧目視物，我們就會不知不覺的變動視神經之尺度標準而過度估計物體之大小，例如在地平線上以同一視角出現之飛機，看上去遠比其在我們頭上飛過時要大，儘管其距離與前相同。

此外，我們看太陽的視角和看月亮的視角差不多一般大。太陽的視角爲 $32\frac{1}{2}$分。

【光生伏打效應】（ Photovoltaic effect ）

連接兩種不同的物質，如金屬和半導體，若在兩種物質的接頭處，以光或放射線照射，則兩物質間會產生電動勢。這種利用光或放射線使兩種不同物質的接頭處產生電動勢的效應，稱爲光生伏打效應。

【光生伏打電池】（ Photovoltaic cell ）

如氧化亞銅光電池（ *cuprous oxide cell* ）與堰層光電池（ *s-perrschicht photocell* ）均爲光生伏打電池。

【光年】（ Light year ）

計量遠距離之單位。等於光在一平均太陽年（ *mean solar year* ）所走之距離。

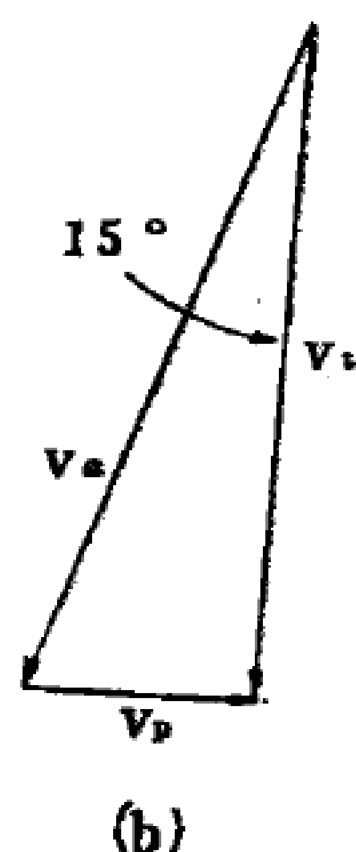
$$1\text{光年} = 5.87 \times 10^{12}\text{哩}$$
$$= 9.5 \times 10^{12}\text{公里}$$

【光行差】（ Aberration ）

光行差的現象爲由光的有限速度所發生。雖在都卜勒效應的光，視爲由波所組成，此處將用光子解釋之，每一光子可比作一個有能的“雨點”，當天文家在觀測時，此光子以速度 c 向其前進，和行人遇到陣雨



(a)



(b)

圖6—38

的雨點向其落下時作一類似比較。倘行人持雨傘立定不動時，則陣雨的雨點爲垂直向其落下。如行人行動愈快，則雨傘必須愈傾斜，方能避雨點打及。這些雨點雖爲垂直落下，但好像是與雨傘同一傾斜的方向而來。如圖6—38 (*a*)行人以某種速度前進時，所見雨點方向好像與垂直線的方向成15°角，其速度向量則如圖6—38 (*b*)所示，圖中v_a爲雨點視速度向量，v_t爲雨點眞速度向量。這兩向量的差v_p爲行人的速度。如雨點的眞速度和雨傘傾斜的角度爲已知，則人的速度可以求得。假定雨點以2米／秒速度落下，雨傘的傾角15°，則由圖6—38 (*b*)，行人之速度v_p可由次式求得之：

$$\frac{15°}{360°}=\frac{v_p}{2\pi v_t}$$

即

$$v_p = 0.5 米/秒$$

此人以每小時1.8公里速度前進。

設一星的位置在黃道極(即正交於地球軌道運動的方向)，落星光於地球，如圖6—39 (*a*)情形相同。但一天文家觀測這星體，必須將其望遠鏡略加傾向，因其時，地球和觀測者正以地球的軌道速度運行中。光線進入望遠鏡的接物鏡，必須以短小時間經過鏡管，而此鏡管正以地球的軌道速度向前運行中。如望遠鏡是指向星球的眞方向，則光線進入一望遠鏡後，在其到達接目鏡之前即將先碰到望遠鏡管內壁上。

一個速度向量的圖解，如圖 6—39 (*b*)，即與圖 6—38 (*b*)相類似。因光速 c 爲已知，而角 α 可以測得之，則地球在其軌道中的速度可以求得。

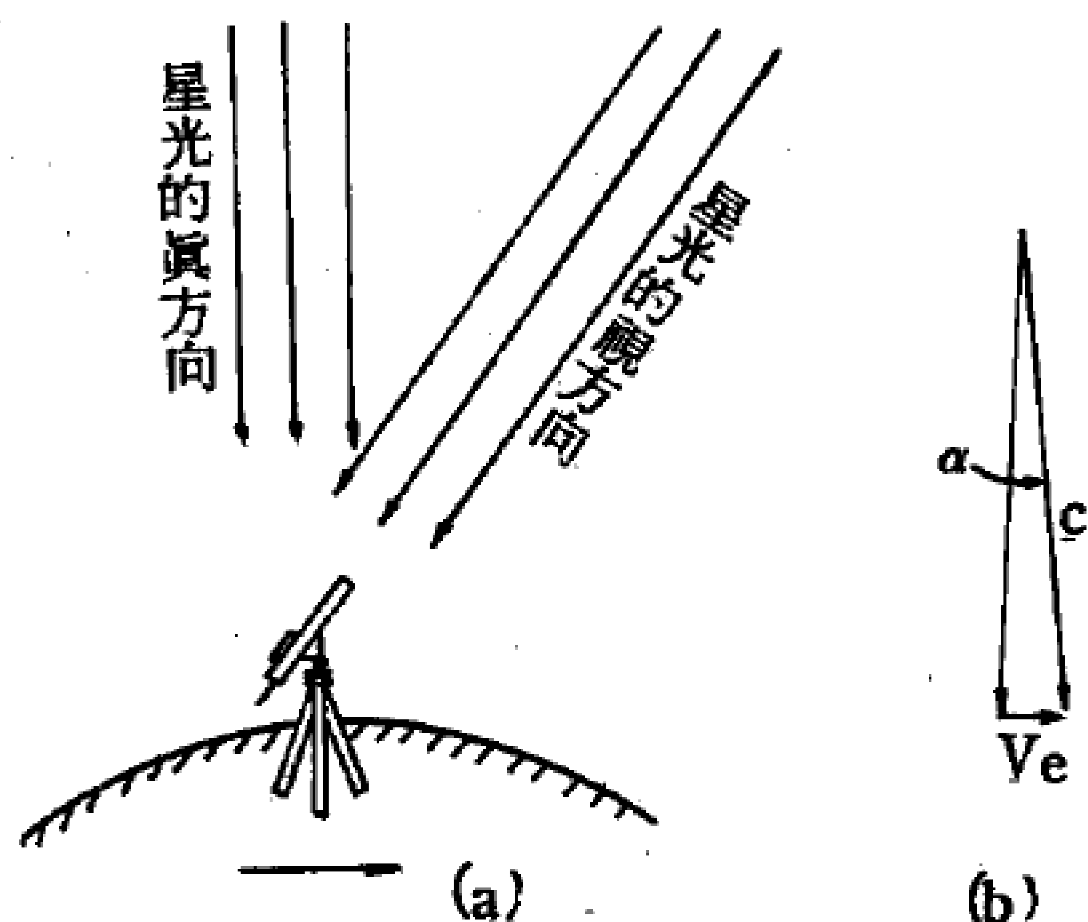


圖 6—39　星光的光行差示意圖
光速 C 爲已知，頂角 α 由測量得爲 20.5 弧秒。地球的軌道速度 Ve，可從(b) 三角形的計算得之。

如地球運動方向對於在黃道極的星體相對位置常在一方向內，則觀測者不能測得星體的光行差移位，乃因不知星體的眞方向之故。但在六個月後如圖 6—39 (*a*)，地球將運行於初觀測者位置之反對方向，而觀測者須在垂直線的對方將望遠鏡傾向一 α 角。在第一次和第二次間的觀測，由地球上見星體位置移動 2α 角，此角即爲實際所測之角。於是星的眞位置可依 α 爲準作爲改正數，以改正其觀測的星體位置。此角值爲

$$\alpha = 0.00569° = 20''.48$$

名爲光行差常數（ *constant of aberration* ）。

地球的速度可由圖 6—39 (*b*)求得之：

$$\frac{0.00569°}{360°} = \frac{Ve}{2\pi c}$$

即 $$Ve = \frac{0.00569}{360} \times 2\pi \times 3 \times 10^5$$

即 $$Ve = 30\ \text{公里／秒}$$

此速度和由都卜勒效應所求得者相同，於是天文單位亦可由軌道全周計算之：

$$\text{全周} = \text{速度} \times \text{時間} = 30 \times 3.2 \times 10^7$$

及 $$\text{全周} = 2\pi de$$

故 $$de = 1.5 \times 10^8\ \text{公里}$$

當觀測者的運動在正交於其視線方向有一分運動時，方能顯出光行差。故當地球自轉時，發生一種小的周日光行差的移位，此周日光行差的變幅，永不超過 0.4 弧秒。

【光行差常數】(Constant of aberration)

當地球以平均速率運行並與順行中之恆星成直角方向時，由於光行差引起之恆星視位移。此常數通常使用值爲 20.5 秒。過去，光行差常數使用於正式計算值爲：1855—1899 年爲史杜夫 (*Struve*)所定之 20.44551 秒，1900—1959 年使用巴黎會議所定之 20.47 秒。

參閱“光行差 (*Aberration*)”條。

【光角】(Light angle)

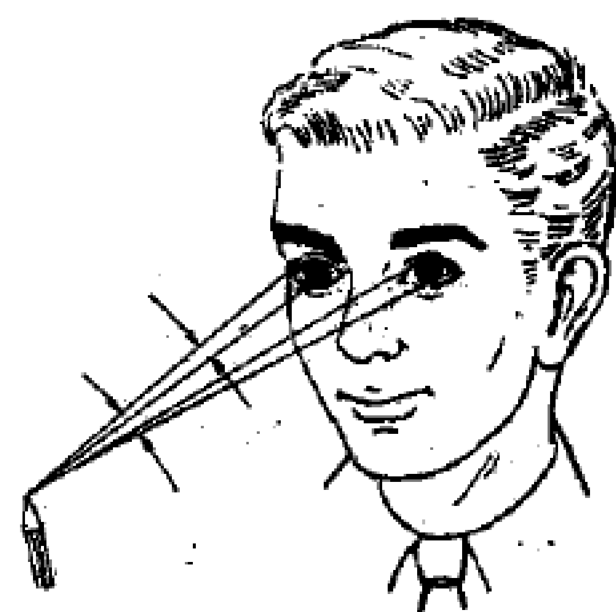


圖 6—40

兩眼同時注視物體上某一點，此點與兩眼連線所成之角，稱爲光角。人利用光角之大小及每眼自動對入射光線錐體之聚焦作用 (有如三角測量法)，判定物體之遠近。光角大時物體較近，光角小則較遠。如只用一眼，則以該點對眼之入射光線錐體夾角爲光角，此角度甚小，故較難判定物體之遠近，如圖 6—40所示。

【光波】(Light wave)

光波又叫做電磁波，因爲它是由電場與磁場兩部分組成的如圖 6—41。而且許多特性都能確切證明光是橫波，也就是說光的電磁向量振動的方向與光前進方向垂直，而不是平行 (若位移振動方向平行於前進方向則稱爲縱波)。例如，一束光波向

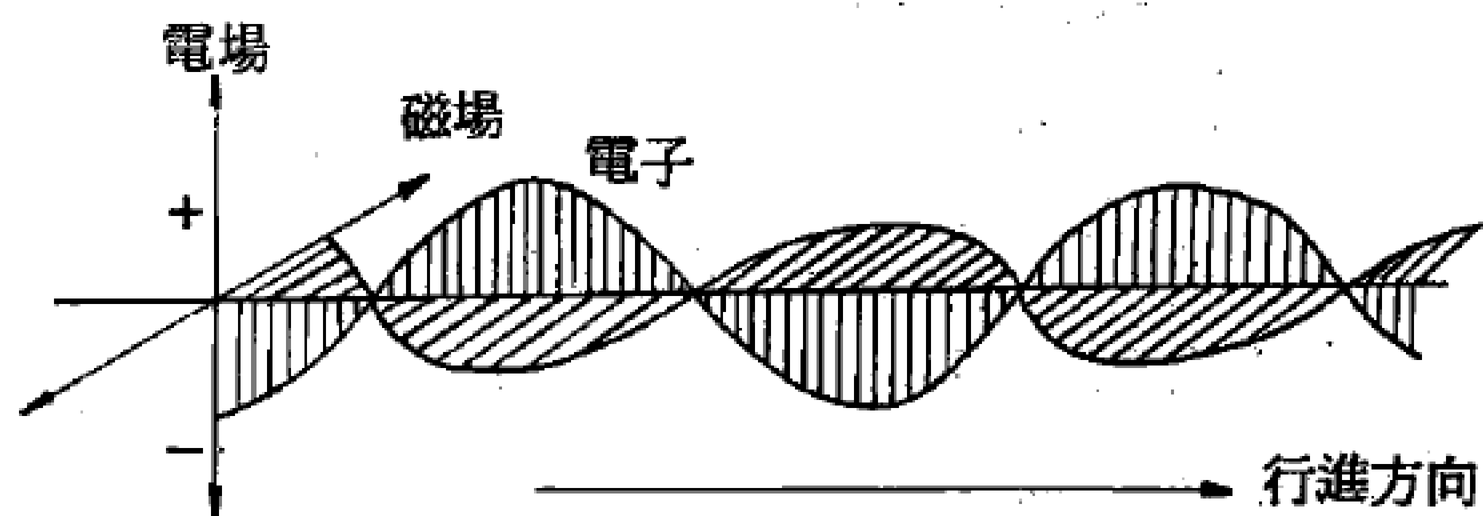


圖 6—41

東進行，那麼光的電場振動就是上下或南北或任何垂直於東西軸之方向。

另則光是一種輻射能，它具有波動與粒子的雙重性格。例如光的折射、反射、繞射和干擾等性質可以用輻射能的波動性質予以說明，但是討論到能量問題時，很多現象波動性就無法圓滿解釋，而要用"粒子"性來說明了。光具有波動性質可由常見的例子來說明，如圖6－42，白色的光透過一稜鏡後分成為各組顏色的光帶。

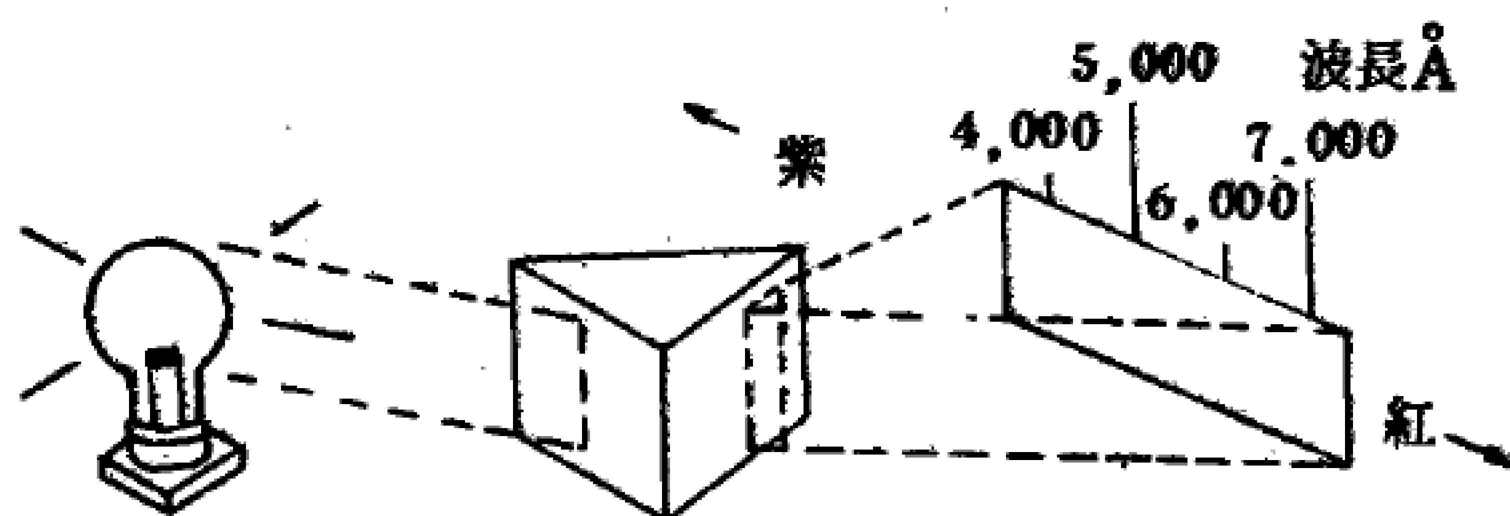


圖6－42

雖然在許多情況下，聲和光都使用一樣的圖解和數學方程式，但二者仍有兩點很大的差異：第一，聲波必須藉空氣傳播，眞空中不能存在，而光在眞空中傳播得很快。第二，聲波在空氣中是縱波，沒有所謂截面形式，也無偏振的現象；而光波是橫波，因此可以呈線、圓或橢圓等偏振截面形式。

【光性向量】(Light-like vector)

辭閱"光錐 (*Light cone*)"條。

【光柱】(Pencils)

表示光傳播方向之線。吾人常以連續之直線作為光柱，表示光源在同一性質之介質中朝各方向之輻射。設此光柱由一介質至另一密度不同之介質，則其方向將因反射、折射或散射而改變。

【光柵】(Grating)

繞射光柵之簡稱。

參閱"繞射光柵 (*Diffraction grating*)"條。

【光柵分光鏡】(Grating spectrometer)

即分光鏡中原有之稜鏡由刻有平行線系之光柵代替。

用光柵做光波波長的測定，其步驟如下：

1. 如圖 6—43 所示，把光柵（利用透過的光）置放於載物臺上，使立光柵與望遠鏡成直角。

2. 把望遠鏡正對平行光管狹縫像，測出角度 θ_0。此時平行光管與望遠鏡光軸成為一直線。

3. 將望遠鏡向左或向右移動，對準所需測定的光譜線（2. 的光譜線的狹縫線）與十字線，測定此時角度 θ。

4. 設光柵常數為 a，此光譜線波長 λ 則為

$$\lambda = a \sin(\theta - \theta_0)$$

【光柵之鑑別率】（Resolving power of a grating）

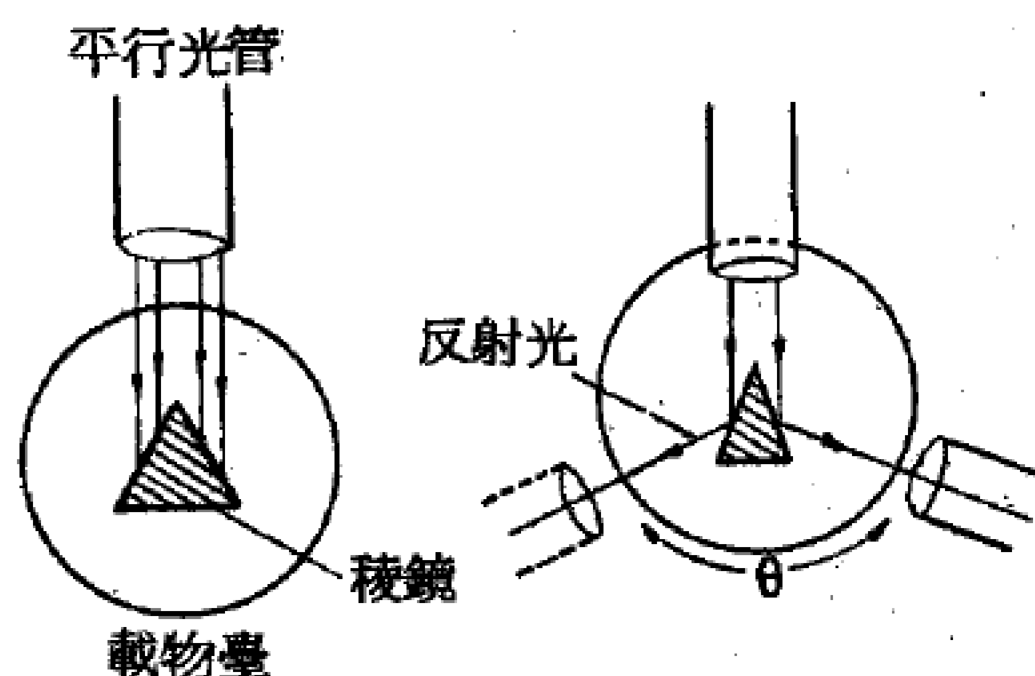


圖 6—43　光柵分光鏡

欲分辨波長相近的光波，由光柵生成此等波長的主極大須儘可能狹窄，換言之，光柵須有高度的鑑別率（*resolving power*）R，定義為

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$$

此處 λ 為恰能認為分開之二光譜線的平均波長，$\Delta\lambda$ 是二光譜線的波長差。$\Delta\lambda$ 愈小，兩線愈靠近而仍可鑑別，因而光柵的鑑別率 R 愈大。光柵刻有極多槽狹即在提高鑑別率。

決定光柵的鑑別率通常與決定透鏡鑑別率的方法（即瑞立判據）相同。若二主極大剛能鑑別，依照此判據，二主極大應有角間隔 $\Delta\theta$，使一線的極大與另一線的極小重合，若應用此判則，可證得

$$R = Nm$$

N為光柵槽紋的總數，m為序數。正如所料，中央主極大（$m=0$）之鑑別率為零，在此序時所有波長均不偏向。

【光柵光譜】（Grating spectrum）

由透射光柵所形成之光譜，稱為光柵光譜或繞射光譜（*diffraction spectrum*），此光柵光譜較三稜鏡光譜為長，便於檢視，故於光譜分析中多以此代三稜鏡。

【光度】（Intensity of light）

光源所發光量的強度，叫做光度。其單位為燭光（*candle power*）。

我們可利用一種十分確定的光源，作為量度光度之依據。此種標準光源係按1884年黑夫納·阿耳騰奈克（*V.Hefner-Alteneck*）之建議製成，其後就以黑夫納燭光（簡寫為*H.K.*）之名用作光度之單位了。這個光源是一盞醋酸戊酯燈，具有直徑8毫米的燈芯及 40 毫米的焰高。直徑為2厘米，焰高為5厘米的石蠟蠟燭，其光度差不多等於一黑夫納燭光。實際量度時，多半是用已按黑夫納燭光校準過的白熾電燈。

此外有以鯨油製成直徑為2.5 cm每小時燃7.78克所發之光為1燭光者及以戊烷（C_5H_{12}）燈所發光度之$\frac{1}{10}$為標準稱為1“國際燭光”（*international candle*）者。

今亦有以鉑熔點（1,775° C）之黑體（面積為$\frac{1}{60}cm^2$），定為標準光源者。

如有若干一般大的面積被二光源在相等距離內依垂直方向照射，而被照面上之明亮程度相等時，則此二光源顯然具有相同的光度。其多以稜鏡光度計及比影光度計測定光度。

【光度計】（Photometer）

用眼睛觀察點光源，可以大致上區分兩者光度的強弱，但光度的準確量度卻需要光度計，光度計的基本原理在圖6—44。屏S左右各有

一光源P_1和P_2，在沿P_1P_2線上移動屏，當觀察者觀看其兩面的照度相等時，記下屏與光源的距離d_1和d_2。若其中一光源的光度是已知，則由關係式

$$\frac{I_1}{I_2}=\frac{{d_1}^2}{{d_2}^2}$$

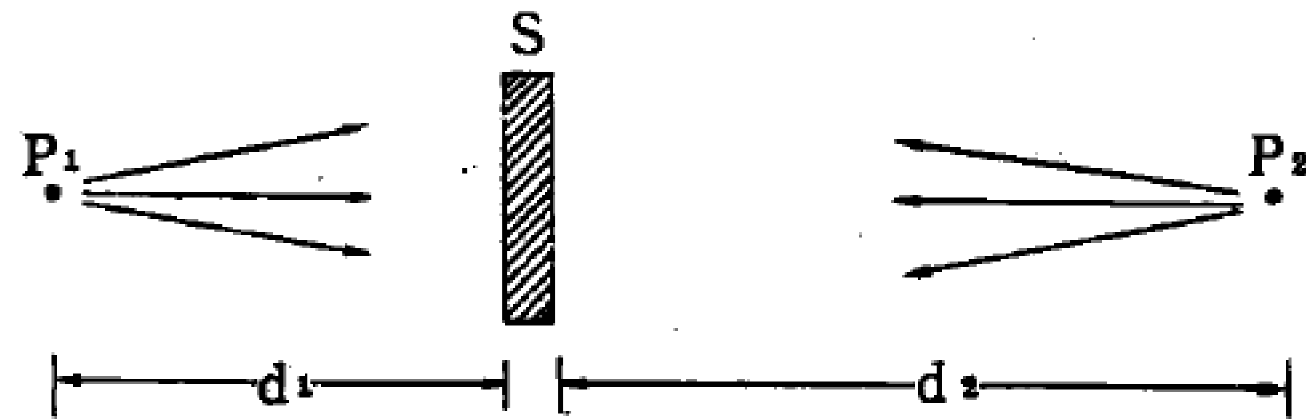


圖 6 — 44　光度計原理

式中I_1和I_2是光源P_1和P_2的光度，可求出另一未知光源的光度。

實際操作的光度計裝置較為複雜，圖 6 — 45 是一種陸末、布若洪光度計。屏S是熟石膏或氧化鎂的薄板。由S兩面射來的光經漫射後，一部分又經直角稜鏡A和B的全反射而進入光度計"方盒"C，它是兩直角稜鏡合成的，兩相向面只有一部分相接觸，到達接觸面的光直接通過向前行進，而碰到其旁非接觸面時則發生全反射。因此在"方盒"C左面所看到的視野中心區域的光來自屏右方的光源，而周圍的光則來自左方光源（圖中分別以細線和粗線表示）。調節光度計在兩光源間的位置至整個視野的光度均勻為止，記下屏與二光源的距離，由前段所述可比較兩光源的光度。

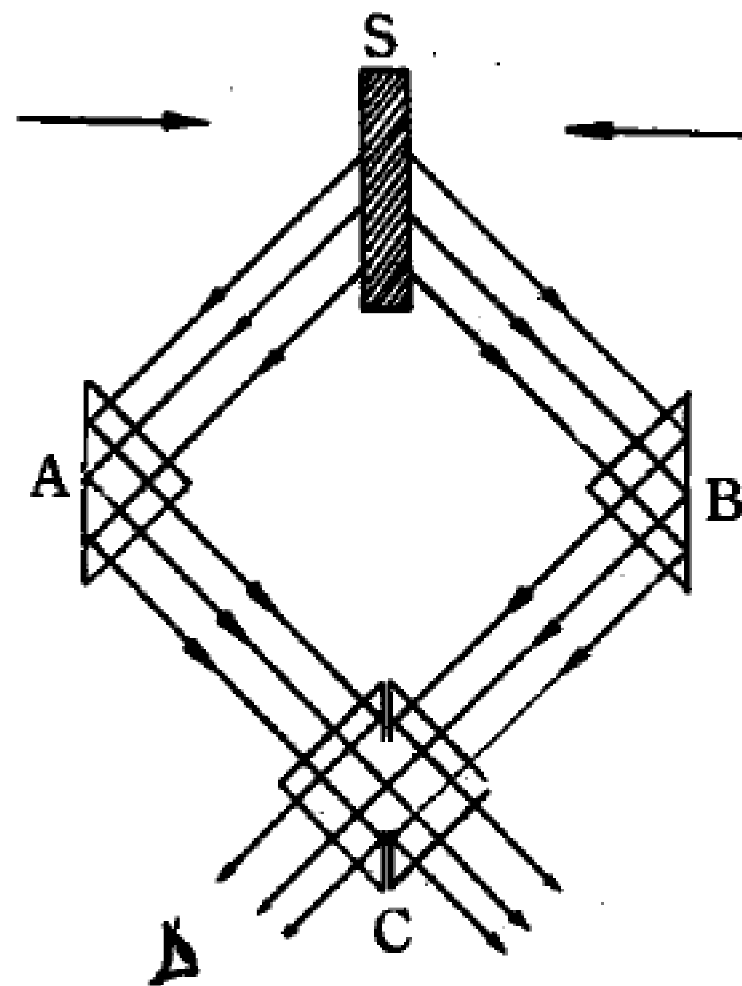


圖 6 — 45
陸末、布若洪光度計

【光能】(Light energy)

電流通過電燈或螢光燈時，一部分即變成光能而被利用於照明。

【光哩】(Light mile)

代表光走一哩所需的時間。很容易算出一光哩相當於 0.0000054 秒，一光呎（ *light foot* ）等於 0.0000000011 秒。

【光核反應】(Photonuclear reactions)

若光子的能量相當的高，則光子可與原子核交互作用，產生光核反應。例如，氘核發生光蛻變係依方程式



$$h\nu + d \longrightarrow n + p$$

若要發生這個過程，光子必須至少具能量 2.22*MeV*，此爲氘核之束縛能。

【光致電離】(Photoionization)

原子吸收光子後釋放一外層電子的作用，引起此作用的光子能量 $h\nu$ 最小必須等於被釋放電子的束縛能 A。若 $h\nu > A$，則可能產生光致電離。一般言之，產生光致電離的機率，隨 ν 之增加而增加。

【光球層】(Photosphere)

太陽的發光部分，就是我們平常叫做太陽的部分。光球的溫度約 6,000°C。

【光速之測定】(Measure of the speed of light)

【Ⅰ】樂默 (*Ole Reomer*) 之光速測定法

伽立略曾經建議，使光行經一段 7.5仟米的路程以測定其速度，但因所用設備欠完善而告失敗了。

一直等到西元 1675 年，才有一位丹麥學者樂默在巴黎求得有關光速之可用數值。樂默把他的觀察擴展到宇宙之間，而其所用之研究對象則爲木星衞星之成蝕。這些衞星

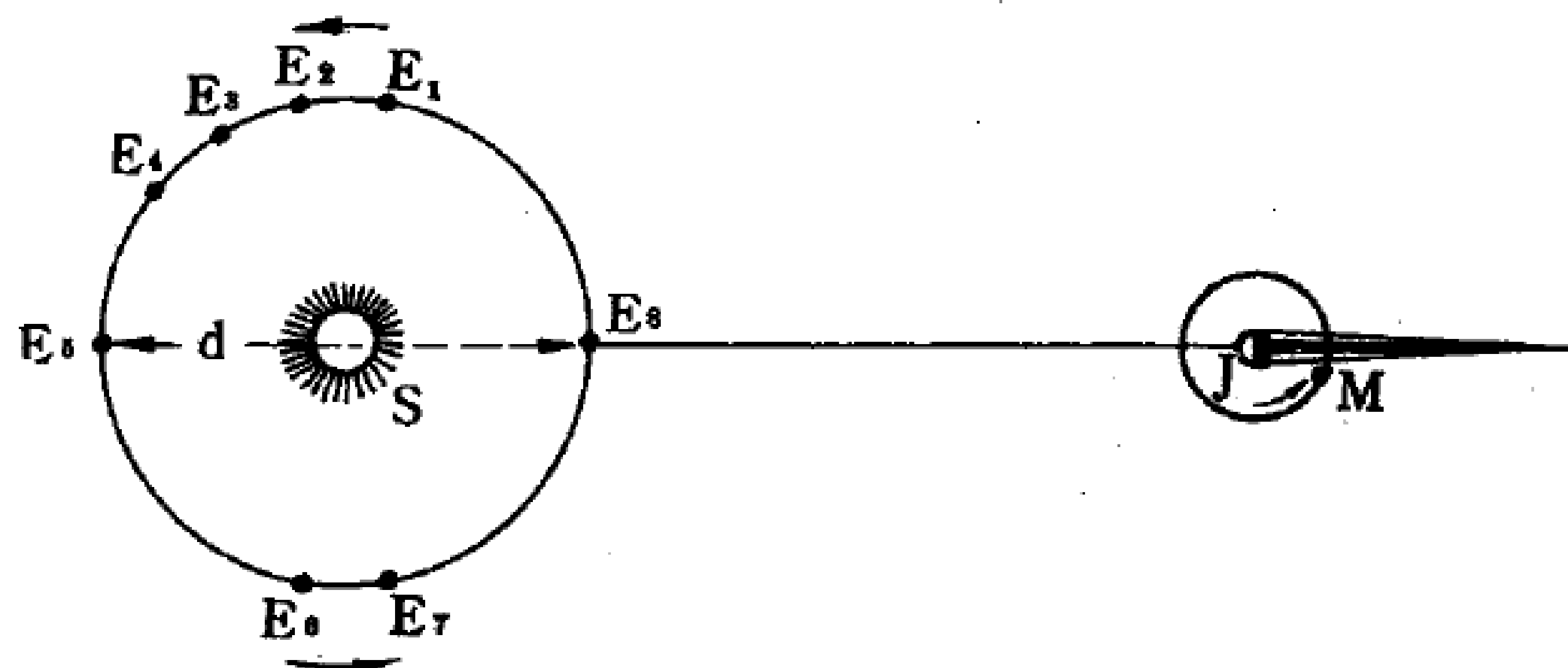


圖 6 — 46

樂默利用木星 J 衞星 M 之成蝕，以測定光速

之中最內層的一個衞星M（見圖6—46），其繞轉一週所需之時間約爲$42\frac{1}{2}$小時。因此，每經過此一週期之間隔，M便再次進入於木星J之陰影中，而使地球上的觀察者暫時無法看到它。樂默於此發現，當地球E環繞太陽S而作公轉並遠離木星而去時，其由E_1抵達E_2所需的時間約爲$42\frac{1}{2}$小時，此際木星衞星的成蝕要遲14秒鐘才會發生；又當地球在同一時間（即$42\frac{1}{2}$小時）內由E_6迎向木星抵達E_7時，成蝕卻可提早14秒鐘發生。至於木星衞星的實際繞轉週期，則可根據地球公轉到E_5或E_8時所作之觀察求之。

樂默認爲此一現象，確是由於地球從E_1運行至E_2之時，光之進行必須跟在地球後面追趕上去，而當地球由E_5運行到E_7時，則光之進行可對著地球迎頭趕上所致。由此可知，E_1與E_2或E_6與E_7之間的距離，係與地球在木星衞星繞轉一週所需之時間內運行的路程相符合。因爲地球的公轉速度爲30仟米/秒，所以此二距離都是等於$42.5\times60\times30$仟米或4,600,000仟米。質言之，即一方面光須多消耗14秒鐘始能趕上地球由E_1至E_2的這一段距離；另方面它在地球由E_6至E_7向光迎頭趕上的這一段距離中，光之進行卻能省下14秒鐘。由此遂得光之速度約稍大於300,000仟米/秒（$4,600,000/14\approx328,000$）。

當地球由E_2遠離木星而繼續運轉至E_3、E_4……等處時，那麼當靠近E_5時，則所有成蝕延遲之總時間即漸形累積至一相當之數，但成蝕的延遲在地球漸近於E_5時卻逐漸降低爲零了（此乃由於木星與地球間的距離之增加，由於接近E_5而漸漸減少，終於抵達E_5而趨於零所致）。故成蝕延遲之時間，當地球在半年之中由E_8運轉至E_5時，共計約爲1,000秒。這也就是光從木星到達E_5和光從木星到達E_8這兩段行程所需時間之差（亦即光行經地球公轉軌道直徑E_5E_8所需之時間）。由天文學上可知地球公轉軌道之直徑爲$d=300,000,000$仟米；

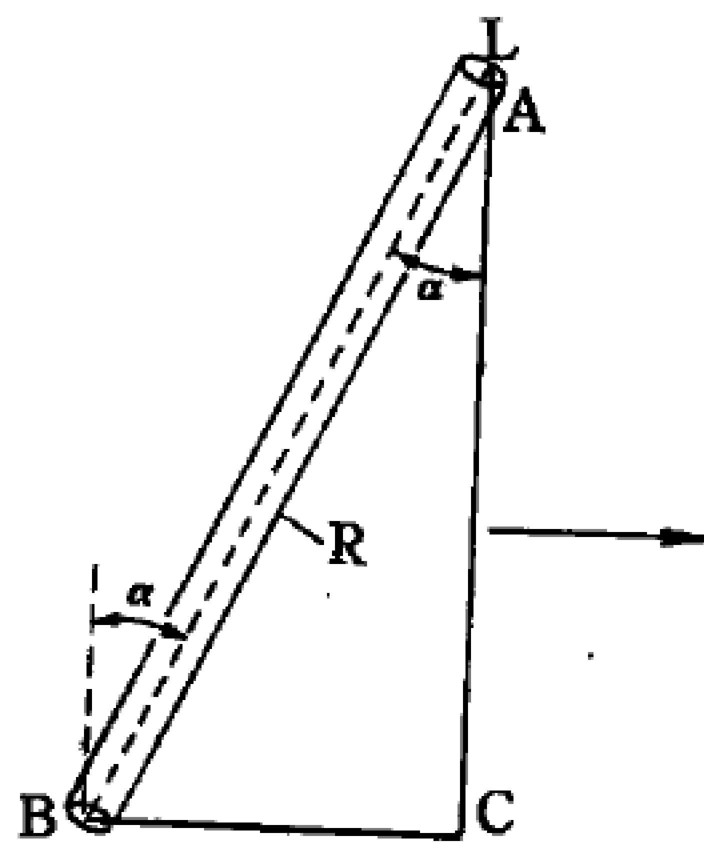
利用此一數值算出之光速為 $\frac{300,000,000}{1,000}$ = 300,000 仟米／秒，要比根據每連續二次木星衛星成蝕之時差所求得的光速，還更來得可靠。

樂默測出的光速 c = 315,000 仟米／秒，和現代科學家採用更較精細的量度方法在眞空中求得之光速 c = 299,796 ± 4 仟米／秒，實極接近。

【Ⅱ】布萊德雷（*James Bradley*）之光速測定法

英人布萊德雷用以測定光速者，為另一種方法。他發現有一恆星〔其位置係與地球的公轉軌道（即所謂黃道）之平面互成垂直〕，並非一直可以 90°之角度窺測得到，而是好像每一年之中，總要繞著一個半徑相當於 20″窺測角的小圓圈轉一週似的。布萊德雷對於此一現象，係用所謂光行差（原出希臘文 *aberratio* ＝方向之變更）來加以解釋。

如欲雨滴順利通過窺測管，那就非使該管之頂端 A 朝著行駛方面傾斜過去（見圖 6—47），以致雨滴從 A 至 C 所需之墜落時間，正好等於該車前進 BC 這一段距離所需之時間不可。因為一定要這樣，窺測管之底端才會剛好由 B 處進抵 C 處，而把由 A 處墜落下來的雨滴接住。從圖 6—47 上可以看出，雨滴速度與車輛速度之比，和 AC 段與 BC 段之比乃是相等的（我們倘將車行速度予以提高，那麼窺測管必須更向前傾斜，其理甚明）。雨滴下降時所發生的方向變化大小如何，只要根據光行差角 $BAC = \alpha$ 即可知道：於此 $\tan\alpha = \frac{BC}{AC}$ 係表示車輛速度與雨滴速度之比。



BC地球速度；AC光速；
α 光行差角
圖 6—47
地球在公轉軌道上速度與光速之比，可以決定望遠鏡對準一恆星之角度；該恆星係垂直於地球之公轉軌道平面。入射之光線 L 可穿過傾斜之窺測管 R 而不致碰及管壁

設以望遠鏡代替窺測管，以來自垂直於地球軌道的恆星之光代替雨滴，以公轉速度爲 30 仟米/秒之地球代替車輛，除此之外再使望遠鏡傾斜成 20″ 的角度，俾使該恆星之光可以毫無阻攔地穿透過去（即使我們看得見該光之意）。那麼，我們對於布萊德雷的光速測定法建立在光行差上面的這一點，就會瞭解了。根據下列公式

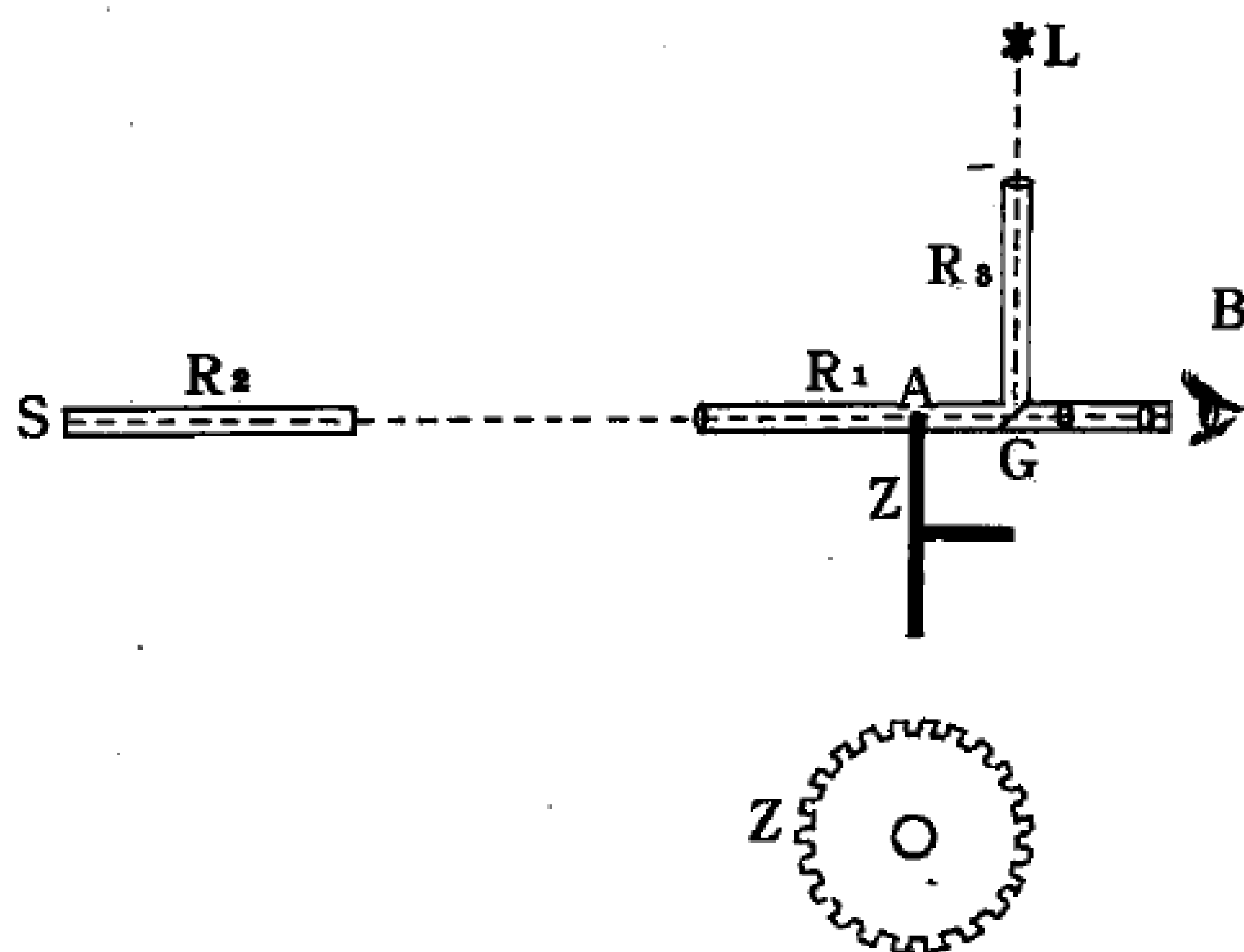
$$\tan 20'' = \frac{\text{地球公轉速度}}{\text{光速}} = \frac{v}{c}$$

可知光速爲

$$c = \frac{v}{\tan 20''} = \frac{30}{0.000097} = 309,300 \text{ 仟米/秒}$$

【Ⅲ】菲左（*Fizeau*）之光速測定法

樂默和布萊德雷之光速測定法，曾將我們引入廣大之宇宙間；而伽立略準備在地球上進行實驗以達到測定光速的計劃，則歸於失敗了。雖然如此，但是到了 1849 年，法人菲左終於使伽立略的這一理想實現了。他在由巴黎近郊蘇冷（*Suresne*）至蒙瑪特勒（*Montmortre*）8,633 米長這一段距離中完成了一個測定光速的實驗（見圖 6—48）。由一快速旋轉的齒輪罅隙中透過的光線，於到達位於 8,633 米之遙的反射鏡上被反射回來時，會在發射站擋住，如果此時由於適當的轉速而使罅隙恰好被齒輪取代了的話，設將齒輪的轉速提



Z 齒輪；R₁ 望遠鏡連玻璃板 G；L 光源；R₃ 附加管；B 觀察者之眼睛；R₂ 目標站之窺測管連反射鏡 S；A 位於虛線所示之光線途中之罅隙或輪齒

圖 6 — 48

菲左用以測定光速之儀器圖示

高至二倍時，則反射回來的光線便會由於次一罅隙的來臨而從其中自由通過。以上所述，乃是菲左實驗的基本思路。

圖6—48爲菲左實驗之圖示。安置在蘇冷地方的儀器（在圖中右方）係由一望遠鏡R_1及附加管R_3所組成。由光源L發出之光線，投射在窺測管R_1中之玻璃板G（其傾斜度爲45°）上面之後，即朝著蒙瑪特勒之目標站（在圖中左方）反射出去。此處設有一正對著發射站的窺測管R_2；該管之一端裝有一反射鏡S，可將蘇冷地方發出之光線反射回去。窺測管R之A處有一缺口，此處置有一個可以轉動的齒輪Z；光線之能否從其中通過，端視該齒輪快速轉動時，經過窺測管R中心軸者，究竟是一個罅隙抑一個輪齒爲轉移。

倘若由蘇冷地方發出的光線先經過一罅隙，由蒙瑪特勒反射回來後又經過另一罅隙，那麼該光線之一部分便會透過斜置之玻璃板G而被觀察者看到。如罅隙爲輪齒所代替時，則觀察者B所看到的將是一片黑暗。將齒輪Z（該齒輪在圖6—48中另有詳細圖示）轉動得如此之快，以致光線由蘇冷抵達蒙瑪特勒而又反射回來之時（行程爲8,633米之二倍），原來罅隙所在之處適爲次一罅隙所佔據，則視野即又變成明亮。

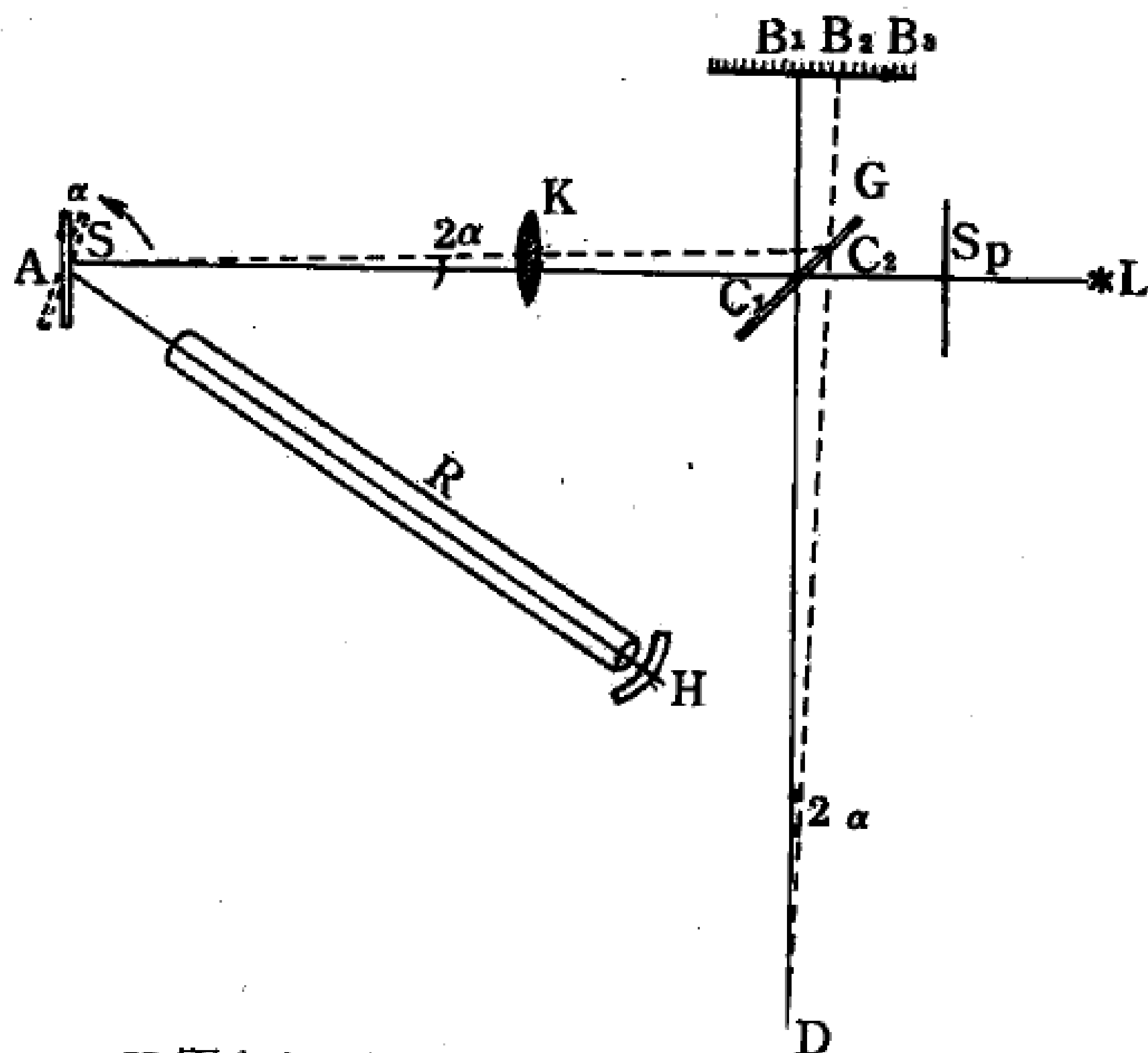
在菲左所作之實驗中，當具有720齒之齒輪Z一秒鐘之內轉動12.67次時，光即初次歸於消失。此時，罅隙與輪齒交替所需之時間爲$\frac{1}{2}\times\frac{1}{720}\times\frac{1}{12.67}=\frac{1}{18,244}$秒。在此一時間內，光所經過之行程爲$2\times 8,633$米。於是，在一秒鐘之內，光所經過之行程即爲$2\times 8,633\times 18,244$米$=315,000$仟米。

【Ⅳ】佛科（*Leon Foucault*）之光速測定法

佛科於1854年採用之光速測定法，意義更大。他應用了一個可以繞著鉛直軸A轉動之平面鏡S，以每秒鐘超過800轉之速度旋轉（如圖6

—49）。當光線LA由光源L經過強烈照明之狹縫Sp而投射在此一平面鏡上時，即可被其反射出來穿過窺測管R，而投射在凹面鏡H上（後者之曲率中心恰好落於鏡軸A處）。因此，光線遂由凹面鏡H折回到A點，然後再由平面鏡S重新反射出去，而回到狹縫Sp之處。位於狹縫Sp及平面鏡S之間的會聚透鏡K，可使光束中所有之光線全部變爲彼此平行。此外，在光線之行程中，尙置有一與光線成45°傾斜之玻璃板G，後者可將由平面鏡S反射回來之一部分光線，於C_1處再側向反射至B_1處，使得位於該處之觀察者，可藉顯微鏡之助看到狹縫Sp之像。

上述情形，只有當從平面鏡S所反射出去的光線恰好投射在凹面鏡H上而由該處再反射回來時，方能發生。也就是說，在平面鏡S每一次的轉動中，此一情形只能發生於一極短之時間內。故當平面鏡轉動得較慢時，在B_1處之觀察者就會看到一種閃光。但當平面鏡轉動得較快，亦即以每秒鐘10轉以上之速度轉動時，此種閃光便會歸於消滅；於是B_1處之觀察者在顯微鏡中所看到的遂爲狹縫Sp的未起變化之鏡像。



H 固定之凹鏡；S 可轉動之平面鏡；G 玻璃板；Sp 狹縫；L 光源；K 會聚透鏡。

圖6—49　佛科之光速測定法

玆設將平面鏡每秒鐘之轉數提高至接近1,800次之程度，則情形即與前不同，蓋在光線從A投射至H，再從H反射至A這一短短的時間中，平面鏡S已轉

過一顯著之角度 α，故此時由 H 反射回來之光線，即不再射向玻璃板 G 上之 C_1 點，跟著再由 C_1 射向 B_1 處，而是以 2α 之角度偏向射至玻璃板 G 上之 C_2 點，致出現在顯微鏡的視野中者，不再是 B_1 點而是 B_2 點。至於射回之光線 C_1B_1 及 C_2B_2，其延長線係相交於 D 點，而 D 點根據平面鏡之反射定律，乃位於與 A 點對稱之處。

於是，根據顯微鏡中看到的狹縫鏡像之位移 B_1B_2 以及圖6—49所示之各種關係，便可求出 α 角之大小：

$$\tan 2\alpha = \frac{B_1B_2}{B_1C_1 + C_1D} = \frac{B_1B_2}{B_1C_1 + C_1A}$$

（因 D 與 A 對 G 而言為二對稱之鏡像，故 $C_1D = C_1A$。）

當平面鏡 S 依 α 角而發生轉動時，光線便由 S 進至 H 而又反射回來。設平面鏡每秒鐘旋轉 n 次，則依下式即可求得其所需之時間：

n 次旋轉需時1秒，即每1旋轉（等於 $360°$）需時 $\frac{1}{n}$ 秒，亦即旋轉 $1°$ 需時 $\frac{1}{360 \times n}$ 秒，所以旋轉 $\alpha°$ 需時 $\frac{\alpha}{360 \times n}$ 秒，故所需之時間為

$t = \frac{\alpha}{360 \times n}$ 秒。在此一時間之內，光線之行程為 $2AH$。於是光速遂為 $c = \frac{2AH}{t}$。

【V】其他介質中光速測定法

上述佛科法，亦可用以測定其他介質中光之速度。以水為例，我們可將位於平面鏡 S 與凹面鏡 H 之間的窺測管灌滿水之後，使光線從其中通過。實驗結果證明，光在水中要進行得慢些，故當光由 A 射至 H，再由 H 反射至 A 時，不但平面鏡 S 所轉過的角度，要比窺測管中未灌滿水時的轉動角度來得大些，就是我們在用顯微鏡窺察時所看到的位移 B_1B_3（參閱圖6—49），也要比前一實驗中所看到的大些。在此種情形

下，倘若依照上述的方法，對水中的光速加以計算的話，即可看出，此一速度爲空氣中之光速之$\frac{3}{4}$，亦即等於225,000仟米／秒。吾人知，當光線由空氣中進入水中時，其折射率n必定是等於$\frac{4}{3}$。根據各種量度結果，證明這一點事實上確是如此。

佛科對水中光速所作之測定，同時也判明了惠更斯的光之波動說，要比牛頓的微粒說更有見地。根據牛頓的見解，光在空氣M_1中的速度應該要比在光密介質M_2（在本例中是水）中者來得小些（參閱圖6—50）。牛頓把光線進入光密介質中所發生之折射現象解釋如下：光微粒受到光密介質M_2之吸引，會向法線的一邊折射。因此，根據速度之平行四邊形定律，光微粒進入光密介質以後，其原先速度V_1應該增高至V_2才對，蓋垂直於分界面之速度V_1'的分速V_2'，由於此種吸引力的關係，勢非增至V_2'不可也。

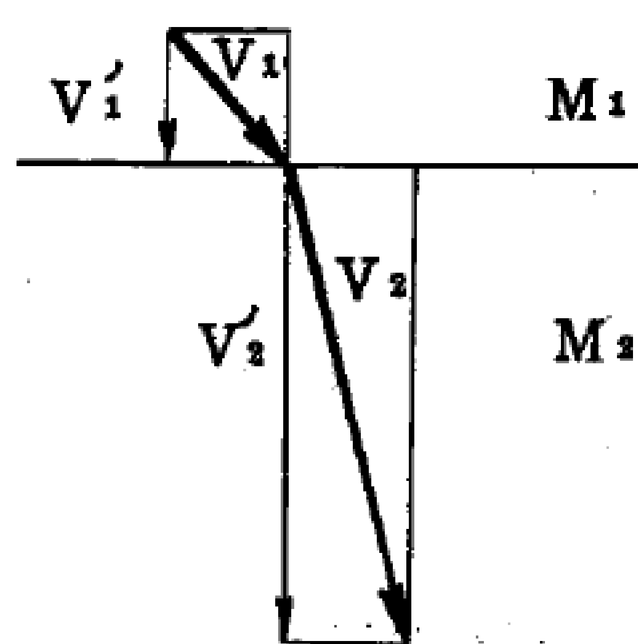


圖6—50
牛頓誤以爲光速在光密介質中要大些

但是佛科根據其所作之實驗，證明牛頓所持之見解與事實並不相符。

【光速不變性】(Invariance of speed of light)

愛因斯坦在特殊相對論中有一基本假設，即在所有的慣性系統中，光的速度c皆爲一常數，並不受相對運動的影響。

邁克生和毛立在1887年就已以實驗證實此假設。他們利用地球的自轉，觀察兩系統內的光程差所造成的干涉現象，結果證明光速的不變性。光速c就成爲物理學上基本常數。

【光速度】(Velocity of light)

經各種精密的測定，得知光線的速度：

1. 在眞空或空氣中每秒鐘約爲三萬萬米，3×10^8 米/秒或 3×10^{10} 厘米/秒。

2. 在水中爲空氣中的 3／4。

3. 在玻璃內約爲空氣中的 2／3。

【光敏度】(Photosensitivity)

對光最敏感的有鈉、鉀及鎂等。

【光敏面】(Photosensitive surface)

光電發射管的陰極是由一層光敏質所構成。

【光通量】(Luminous flux)

光源每單位時間所放出之輻射能爲輻射通量(*radiant flux*)，其中之可見光能稱爲光通量，簡稱光量。通常以符號 F 表之。

理論上用功率的單位 (瓦特)，但視覺對此所見尚與光色有關 (同功率之藍光暗於綠光)。

其實用單位爲依標準光源及正常視力另定之“流明”(*lumen*)；1 流明爲 1 標準光源在 1 立體弧度角內所發出之光量。

因此可知光度爲 1 燭光之光源，共有 4π 流明之光量。

$$F = 4\pi I$$

計算時瓦特與燭光之換算，通常採以下比值：60 瓦 = 50 燭光。

如圖 6－51，在半徑爲 R 的球面上，取一面積爲 R^2 的球面，該球面在球心所對的立體角 (*solid angle*) 定爲 1 立體弧度角 (*steradian*)。因空間中一點所張的立體角爲立體弧度，故 1 流明光量的值，等於 1 燭光所生光量的 $\frac{1}{4\pi}$。

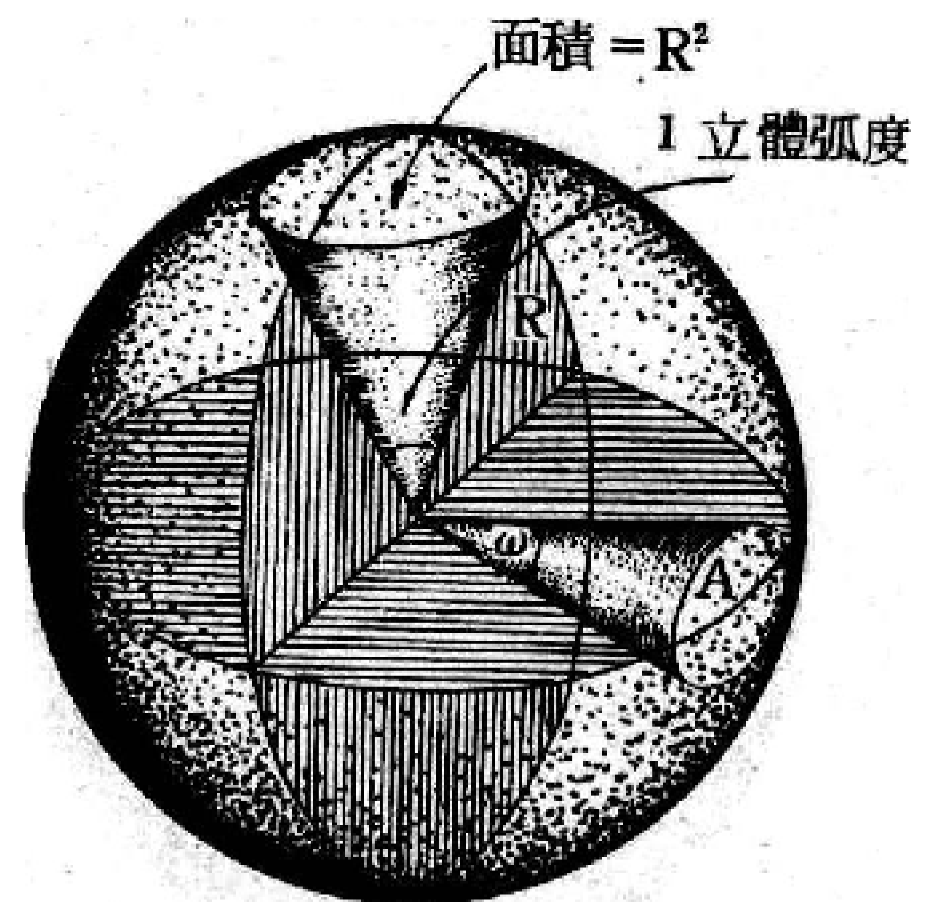


圖 6－51

【光軸】(Optical axis)

光學系統的對稱軸。例如透鏡的光軸是兩鏡面的曲率中心的連線，基點(如焦點、像距、物距等)均沿光軸量之。

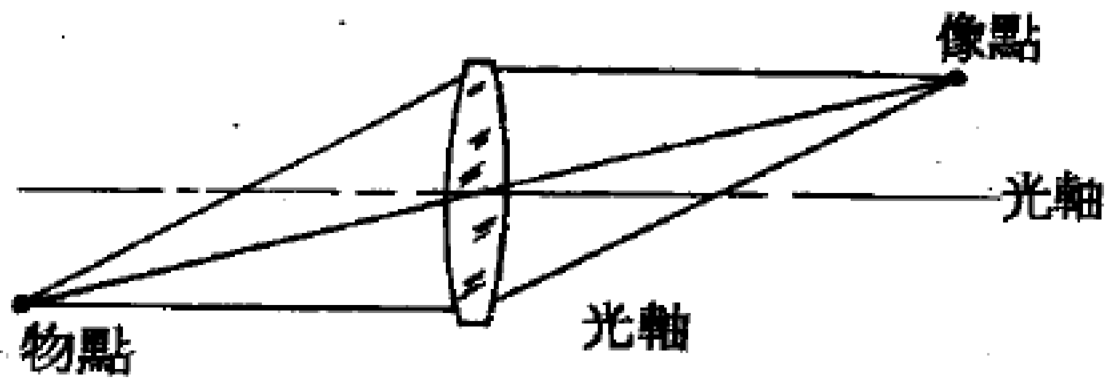


圖 6 — 52

【光斑】(Faculae)

太陽對電離層的影響有兩種方式。第一種是直接電磁性放射——如 *X* 射線或者紫外光——它們以光速在八分鐘以內從太陽傳射到電離層去。這種一陣一陣的放射作用，是無線電廣播中聲音時常忽然轉弱甚至消逝的主因。這種情形，通常只有二、三十分鐘，最多不超過二、三小時。

第二種方式是因太陽自身放射出離子質點所造成的。太陽中發射出這種質點，其進行速度，要經兩三天工夫，才會走完 93,000,000哩的旅程。一般人認爲它們是形成所謂巨型磁性波浪的主因。這種離子質點造成的巨型磁性波浪是許多年中偶而可以發生一次的激烈干擾，可以使無線電通訊在幾天之內完全失效，而且會擾亂地球上的磁場，影響有線電訊工作。

這兩種方式的影響，在地球受太陽的一面地區中才會發生，這事實正說明了放射線和離子質點是造成電離層中混亂現象的因子。但是，巨型磁性波浪的影響，卻會同時及於太陽照射到的地區和太陽照射不到的地區中。這說明地球正通過一個質點組成的陣雨中，這質點之雨是因地球的磁場作用而迅速在電離層中分佈開來的。

天文家們都認爲這兩種干擾都源於同一現象——光斑。太陽表面上突然有一個小區域閃閃發光，爲時短暫，便是光斑。通常光斑出現在太陽黑斑(日斑)旁邊。上面提到過的第一種干擾發生時，太陽表面上便

有光斑出現。這些光斑似乎放出不少的放射線，使地球上發生這種干擾現象。巨型磁性波浪發生前，這第一種形的干擾往往接連發生兩三天之久。這現象說明那些光斑產生造成第一種干擾後，繼續放射出質點，形成第二種干擾，即巨型磁性波浪。光斑的出現有一定的週期，以二十三年爲一期。在週期中，有幾年光斑最多，電離層所發生的混亂現象也因而增多。

要是專家們能咬定光斑是無線電通訊工作中唯一的干擾來源，問題便簡單得多。不幸的是據許多理論推測下來，我們只能說光斑的作用相當小。光斑是有爆發性的，瞬息即滅的。而電離層中的混亂，還需有更充分的解說，因爲造成混亂的好像是一種能在太陽居留好幾個月，在太陽二十七天一轉的時期中會多次出現的東西。

【光程】(Optical path)

在折射率爲 n 的介質中，光行進一距離 d，光程即爲乘積 nd。由 n 的物理意義，我們可知光在該介質中行經距離 d 所需的時間，實與光在眞空中行經 nd 距離所需的時間相等。當光在折射率爲 n_1、n_2、…的各介質中之行程各爲 d_1、d_2、…，則光程爲

$$[d] = n_1 d_1 + n_2 d_2 + \cdots = \Sigma_i n_i d_i$$

例如圖6—53中，L 爲一透鏡，其折射率爲 n'，沒於折射率 n 的液體中，在光線上 Q 與 Q' 二點間之光程等於

$$[d] = nd_1 + n' d_2 + nd_3$$

式中 Q 及 Q' 二點不一定需要是物及像二點，僅爲實際光任意二點。

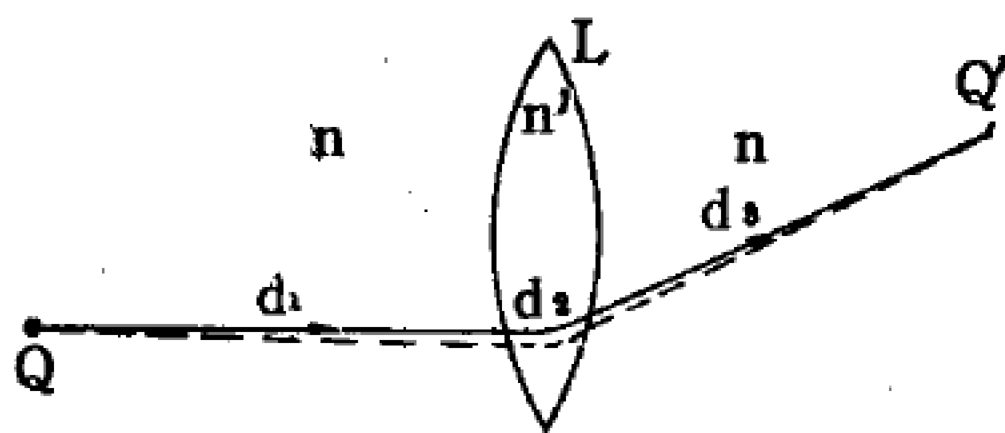


圖6—53　光程概念

若介質中的 n 隨距離而連續變化，則

$$光程 = \int n\,ds$$

ds 是沿路徑上的長度基素。

【光程測距器】(Geodimeter)

一種測量距離的光學儀器。

【光量子】(Light quantum)

空洞輻射能之光譜分佈及比熱問題，用浦朗克量子說可予以圓滿的解釋，但浦朗克量子說在當時並未被學界公認，蓋因此思想與牛頓力學及馬克士威電磁學不相容，且因當時能證明量子存在之實驗事實過少。約歷十年，由於實驗及理論之進展，浦朗克量子說始被大家所公認。

浦朗克量子說乍看來似乎與古典理論不相矛盾，譬如一振子，所謂它的能量不連續，亦即它不能作振幅爲任意的振動，而以能量爲 $h\nu$ 整數倍之振幅作振動。於是在允許振幅之下，仍可視其位移隨著時間按通常的力學定律作運動。空洞輻射亦可如此解釋之，即空洞中各固有振動均在滿足 $h\nu$ 整數倍之振幅下，按馬克士威方程式作振動。究竟如此想法是否可以呢？如欲研討的振動系對外界係完全孤立尚稱可以，可是此空洞常通過它的小窗口與外界作能量交換，因空洞中各固有振動的能量係由量子所構成，故能量不能連續的通過小窗流出或流進；能量既然不能連續地流出或流進，就要斷續的流出或流入，於是如空洞的能量突變 $h\nu$，外界的能量亦隨之突變 $h\nu$，而其間的能量值皆爲不允許的，此事在古典理論中是不可能的，因爲在古典理論中，能量係連續地分佈於空間，且以一定速度傳播。即吾人若進一步來考察，將知浦朗克量子說與古典理論並不相容。茲根據圖 6—54 更進一步地研討剛才的問題，圖中之 V 係示空洞的體積，v 爲 V 中之一小室的體積，經 v 之小

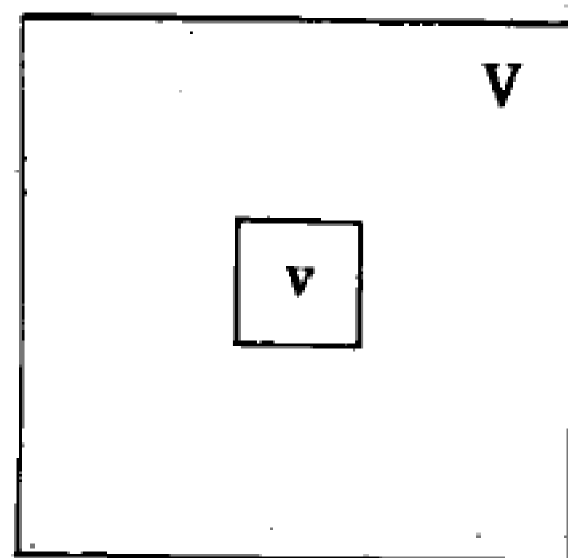


圖 6—54

窗施行能量交換，而在溫度T之下爲平衡。茲設想室v中有頻率ν之固有振動，其能量爲$nh\nu$之或然率係由$exp\left(\frac{-nh\nu}{kT}\right)$而定，此值不論$n$值爲何決不爲0，故小室內的能量爲0，$h\nu$，$2h\nu$，…等值之或然率必不爲0，於是小室內的能量有時爲0，有時爲$h\nu$，有時爲$2h\nu$，…，室v中的能量如此變化時，在某瞬間，其能量當然會突然增加$h\nu$，因其中間值爲不允許者，此能量增加當起於一瞬間。其所增加的能量按理必須於一瞬間流過窗口，此事如其窗未具有在瞬間可將遠處的能量收集的能力，在馬克士威理論中是不可能的。

然而從空洞輻射的理論及其實驗結果，我們必須認爲能量係瞬間地經過窗口流入或流出空洞。爲解釋此現象，則不能再認爲電磁場中能量之分佈如馬克士威所說爲連續者，而須視能量成$h\nu$小塊狀分佈於空間。換言之，頻率ν的光須視爲能量爲$h\nu$質點於空間內的飛行，此學說首爲愛因斯坦所提出，稱之爲光量子說（*the theory of light quantum*），他名此種質點爲光量子（*light quantum*）或簡稱爲光子（*photon*）。此學說能否成立，亦即輻射能在空間內的分佈是否爲$h\nu$塊狀，尚須從別的方面加以研究。譬如考察室v內的能量漲落（*fluctuation*），以判別此學說。

光量子是一種具有能量$h\nu$的微粒。既然微粒會對任一壁面施以壓力，故微粒必然具有動量，根據電磁波的理論，只要入射光投射於壁面的強度不因方向而異，壓力P與能量密度U的關係即可寫作

$$P=\frac{1}{3}U \tag{1}$$

這一關係式不僅已由實驗直接證明，並且是史特凡定律及維恩位移定律的基礎，因此，我們對它的正確性深信不疑。

現在讓我們從微粒說的觀點計算光量子的動量；下面所討論的是最

簡單的一種方法：設有一邊長爲L的立方空盒，開始時裏面只有一個能量爲 $h\nu$ 的光子，以光速 c 曲曲折折地運動著，如圖6—55所示。每當光子在盒壁的任一面（例如圖6—55中的AB面）反射時，光子即對壁面施一作用力。如取與AB垂直的方向爲x軸，以p表光子的動量，p_x表動量沿x方向的分量，c_x表光子沿x方向的速度，則光子與盒壁間單位時間的碰撞次數爲$c_x/2L$，而每經一次碰撞，光子動量的變化均爲$2p_x$；故單位時間內自光子傳給盒壁AB的動量爲p_xc_x/L。亦即AB面所受平均作用力爲p_xc_x/L，故此一光子對整個壁面的壓力爲

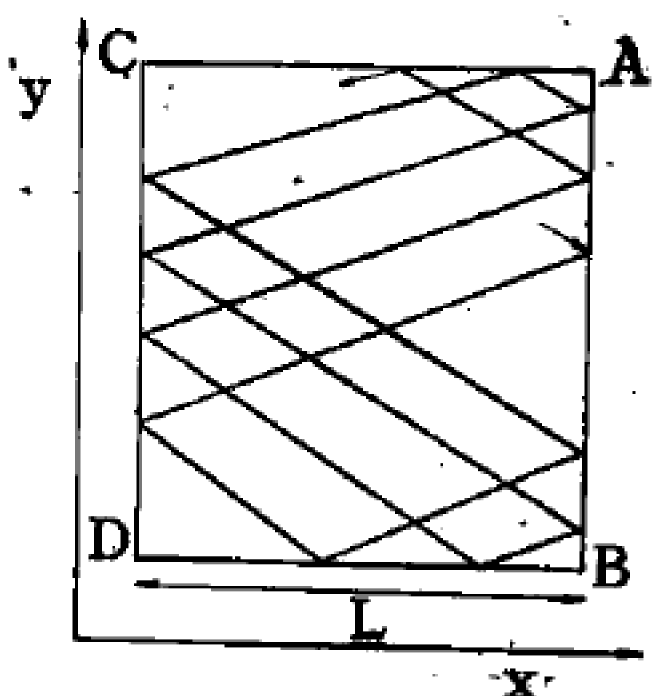


圖6—55
空盒中光子的運動

$$P_1=\frac{p_xc_x}{L^3}$$

P右下角的數字1，表示這是一個光子所施的壓力。如有N個光子在空盒中運動，這些微粒對盒壁的AB面所施的總壓力應等於各個微粒所施的壓力之和：

$$P=\frac{1}{L^3}\Sigma p_xc_x$$

如以$\langle p_xc_x\rangle$表所有微粒的p_xc_x的平均值，則

$$P=\frac{N}{L^3}\langle p_xc_x\rangle \qquad (2)$$

又空盒中微粒數目N與能量密度U的關係爲

$$N=\frac{UL^3}{h\nu}$$

另一方面，由於我們會很自然的假設微粒的動量和速度的方向相同，因此

$$p_x=p\frac{c_x}{c}$$

但$\langle c_x^2 \rangle = \frac{1}{3} c^2$（表示 x，y，z 三軸無分軒輊），故

$$P = \frac{U}{3} \frac{cp}{h\nu} \qquad (3)$$

欲使(3)式和經實驗驗證過的(1)式一致，必須

$$p = \frac{h\nu}{c} \qquad (4)$$

由此可知，能量為 $h\nu$ 的光子的動量，等於 $h\nu$ 除以光速 c 所得之商。

【光測高溫計】(Optical pyrometer)

要量溫差電偶和電阻量熱計可量溫度以上範圍的話，必須用光測高溫計如圖6—56所示，該儀器主要包括：望遠鏡 T 管內尚裝有一紅色玻璃濾光鏡及一個小燈泡 L。當光測高溫計對著火爐時，觀察者從望遠鏡裏看到燈泡的黑色燈絲映著後面的強光。燈絲和一電池 B 及可變電阻器 R 相接。調整電阻的大小就可以使電流通過燈絲，直到它的亮度和火爐一樣的時候為止。如果先把已知溫度時的刻度造好的話，由安培計的讀數就可以直接讀出溫度來。量溫度時這個儀器不必和被量的熱體直接接觸，因此光測高溫計可以用來量許多金屬的熔點以上的溫度。

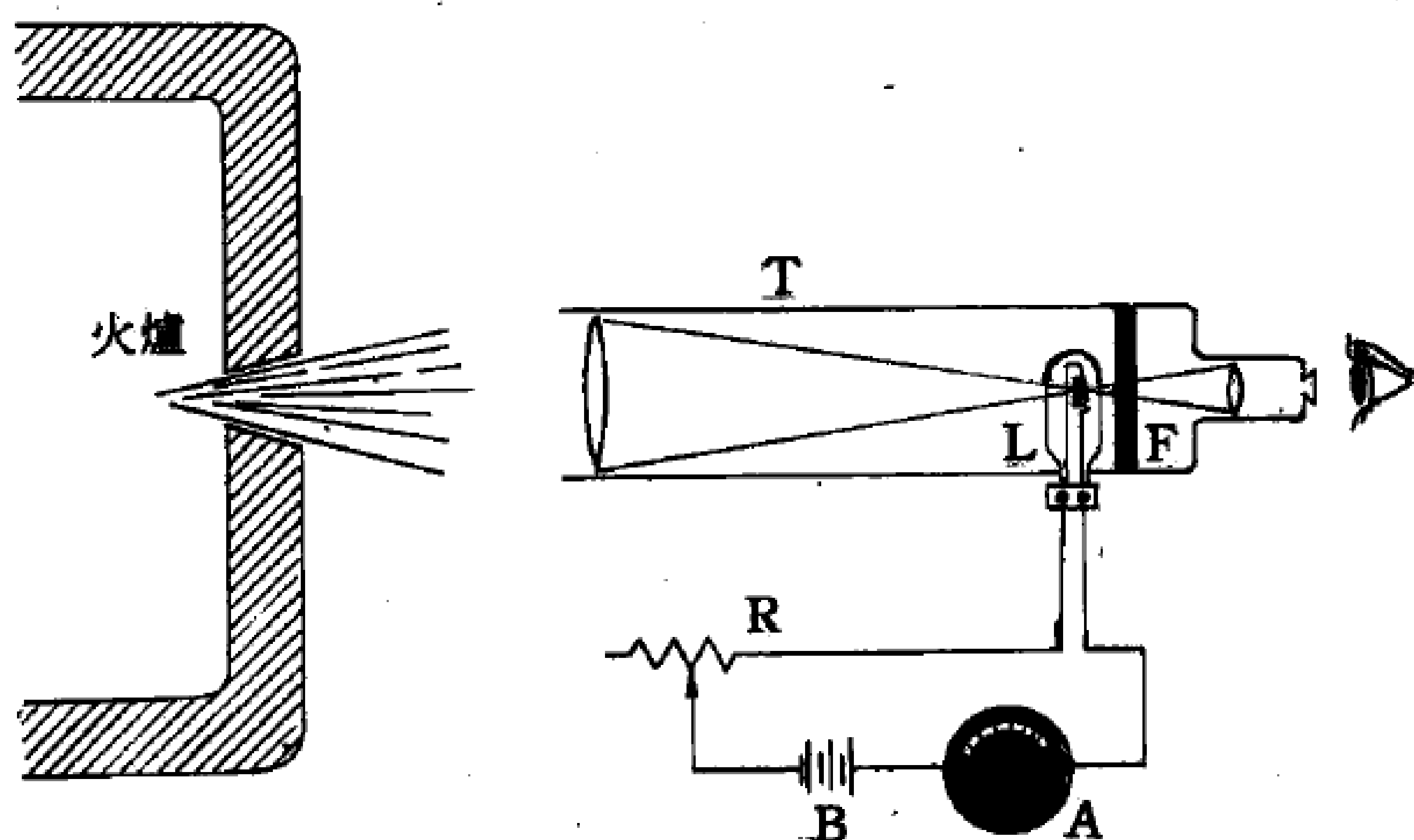


圖6—56　光測高溫計簡圖

為了想瞭解在熔點以上時如何刻劃光測高溫計的指標，先把浦朗克

方程式$u(\nu)d\nu=\left[\frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{1-e^{-\frac{h\nu}{kT}}}\right]d\nu$寫成波長的函數。以

$u_\lambda d\lambda$表示波長介乎λ和$\lambda+d\lambda$間的能量密度。則因爲$\nu=c/\lambda$和$|d\nu|=(c/\lambda^2)|d\lambda|$

$$u_\lambda d\lambda=8\pi hc\frac{\lambda^{-5}d\lambda}{e^{hc/\lambda kT}-1} \qquad (1)$$

假設光測高溫計的背景剛好在熔點而且恰使燈絲看不見的電流已經記錄好。現在假設有一個在更高溫度T的黑體也用這個高溫計在同樣電流時來看，但是前面要裝個圓盤上面開個扇形的洞，所張夾角θ可以任意調整。當圓盤快速轉動時，它能通過所有輻射的$\theta/2\pi$。如果θ越來越小，輻射線就越來越弱最後達到和熔點時的黑點完全一樣，這時候

$$\frac{u_\lambda(T_{AU})}{u_\lambda(T)}=\frac{\theta}{2\pi}$$

利用浦朗克方程式可得

$$\frac{e^{c_2/\lambda T}-1}{e^{c_2/\lambda T_{AU}}-1}=\frac{\theta}{2\pi} \qquad (2)$$

這裏$C_2=hc/k=1.4388\ cm/°K$。濾鏡透過的光常選在紅色範圍，則$\lambda=6.5\times10^{-5}$厘米（6,500 Å），而且$T_{AU}=1,336°K$，解(2)就可以得到未知黑體的溫度T。

我們可以用這個辦法拿第二個光測高溫計對著這個黑體，找出燈絲消失時的電流，然後刻上由上法求出的溫度。如果紅色濾鏡只能透過一小帶的波長，而且所有要測溫度的東西都是黑體的話，則這樣的設備就已經足夠，沒有必要再用其他辦法或儀器。然而事實並不如此簡單，爲了彌補觀察時所必須要的有限波長帶和不完全黑體的事實，常常需要花許多精力來做修正工作。然而這些細節只有專家才需要知道，我們忽略

之可也。

【光測頻器】(Optical frequencimeter)

一個測頻的陀螺……似乎很神祕，是嗎？

我們先做一個再說。你需要一根大頭針、一根短圓棍和一個直徑2吋的圓卡片。在卡片上你必須照圖 6 — 57 上那樣繪上條紋。先用鉛筆、墨水或水彩繪一個十字，然後再於這個十字裏的空間正中再繪上第二個十字。連續繪了四個十字後就將圓盤分成了十六份。

利用一些強力膠，將圓棍黏在圓盤當中，然後揷進大頭針，使陀螺能自由地旋轉。假如你在白天看旋轉的陀螺時，你將看不到什麼特別的事。但是晚上打開電燈來看，你將發現怪事。當陀螺旋轉時，條紋似乎朝相反的方向轉，速度很慢，與陀螺本身的轉動速度似乎毫無關係，或者根本停住不動。因此看起來，好像陀螺是在朝相反的方向慢慢地旋轉，或者停住不動。這也只是幻覺。怎麼產生的呢？

電燈光每秒鐘閃六十次(也就是暗六十次)，但我們的眼睛是看不出這種迅速的變化，因爲光的印象只在眼睛裏停留 1/10 秒的時間，所以快速的閃光在眼中造成連續光的印象。但是當旋轉圓盤上的條紋停住不動時，表示每一根條紋在光每閃亮的那一瞬間正好已經轉到了下一根條紋的位置，所有條紋都是一樣的，所以看不出圓盤的條紋有什麼動作。假如圓盤旋轉慢一點的話，條紋會往後轉，因爲每一根條紋在光每閃亮的那一刻還未能完全到達第二根條紋的位置，所以條紋似乎一起向後退。同樣

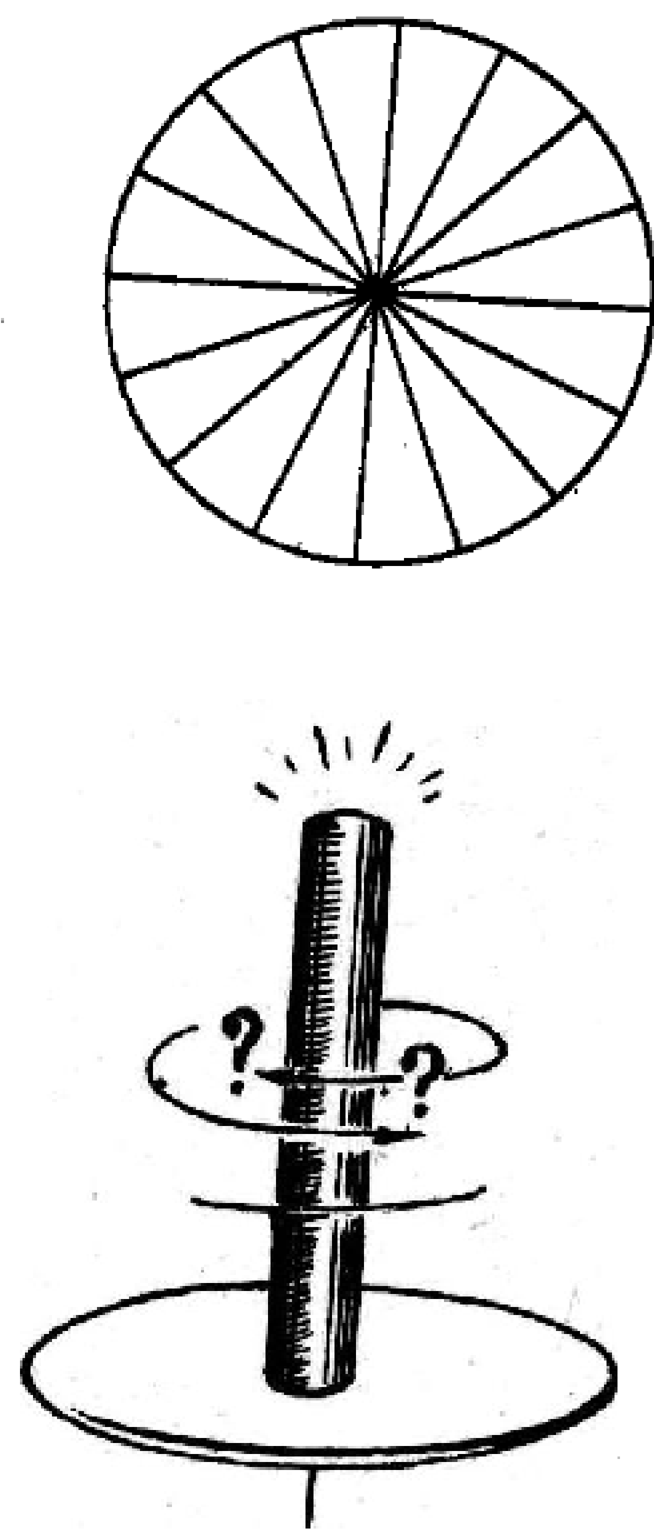


圖 6 — 57

的道理，旋轉快一點時，條紋似乎又朝著旋轉的方向慢慢轉動。像這種的旋轉圓盤可以用來測頻率。例如你想測量電唱機轉盤的速率如何，你可以在上面做上條紋，例如你的唱機是每分鐘轉 $33\frac{1}{3}$ 轉，你在圓盤上做 18 條平分條紋，那麼每根條紋轉到下一根條紋所需的時間是 1／10秒，假如燈光正好是每 1／10秒鐘閃亮一次，那麼你可以看見條紋應該是不動的，若動了表示轉速不準。事實上，較好的電唱機上常有這種測頻的裝置，設有小燈光與條紋，不需要你自己費事設計。你只要看條紋不動了，就表示頻率調準了。

【光等速原理】(Principle of constancy of the velocity of light)

光的速度到底是對什麼參考體系而言的？我們已用了好幾種方法企圖解答這個問題。首先我們說它對以太講是等速，但是根據伽立略轉換式，光的有效速度會隨它與以太流的方向而改變，但邁克生、毛立實驗否定了這個說法。

實驗及解釋實驗的假說間的矛盾

實驗／假說	邁克生、毛立	雙子星座	光行差
靜止以太說	×	○	○
粒　子　說	○	×	○
運動介質說	○	○	×

【註】　×代表失敗　○代表成功

然後，我們說光對發光體言是等速，而它在鏡子上的反射就好像彈性碰撞。然而伽立略轉換式告訴我們說，光的有效速度會隨發光體本身速度而變，但雙子星座現象否定了這個假說。

再後，我們說光對它所透過的介質講是等速。伽立略轉換式又告訴我們說，運動的介質帶著光就好像火車中的空氣帶著聲波一樣。然而，

光行差實驗結果與這個假說相反。

我們好像到處碰壁，I 表中已將這幾個假說歸納出來。

當我們仔細研討一下整個情況時，我們可以發現到一個很奇怪的事情，所有這些假說都可以解釋一些現象，但一旦它與伽立略轉換式牽涉在一起，毛病就出來了。假如我們能夠用另外一套轉換式來取代伽立略轉換式，在這新的轉換式中，光在任何體系中都以等速進行，那麼所有的困難就都迎刃而解了。因為，假如光速在任何體系中沿各個方向都是相等的話，那麼在運動的體系中與在靜止的體系中所得的結果必然相等，這樣就可以解釋邁克生、毛立實驗了。同樣的，不管雙子星座中那個星射出的光對地球而言速度相等，那麼，我們所觀察到的正常的雙星也可以解釋了。除此之外，在這種假說下，光由一個體系轉換到另一個體系中速度不變，那麼介質就無法帶著光一起運動了，這也解釋了光行差現象。簡而言之，這種假設相當於在任何體系中，光傳播的定律永遠不變。這也就是說光波服從相對性原理。1905 年，愛因斯坦第一次正式提出了這個假說：對等速運動的觀察者言，不管光是沿那個方向傳播，它的速度永遠是 c ，換句話說，愛因斯坦認為不管你從那一個參考體系去量光速，你得到的數字一定相同，這叫光等速原理。

【光源】(Light source)

凡物體自身能發光者，稱做光源，又稱發光體(*luminous body*)，如太陽、恆星、燈以及燃燒的物質等是。但像月球表面、桌面等受外來光再反射者普通不算為光源。其精細分類如下：

【 I 】由光線的光譜分類

1. 連續光譜光源(白色光源)

(1)白熾燈泡——紫外線燈泡、紅外線燈泡、照相照明燈泡、豎型燈泡、閃光燈泡及低壓燈泡。

(2)弧光燈——碳弧光燈、鎢弧光燈、高壓水銀(弧光)燈、超高壓水

銀（弧光）燈及日光（螢光放電）燈。

(3)紅外線光源——能斯脫燈、鋯燈及氙弧燈。

(4)紫外線光源——釷弧燈、氙弧燈、氫放電管及低壓水銀燈。

2. 非連續光譜光源

熱方法的光源（本生燈）

(1)弧光放電管——輝光碳弧燈、金屬弧燈、鈉燈、鎘燈及低壓水銀（放電）燈。

(2)火花放電管——低頻火花放電、高頻火花放電及眞空火花放電。

(3)微光放電管——蓋斯勒管、氖管及氖燈等。

【Ⅱ】由形狀分類

1. 點光源——鋯燈、低壓燈泡及鎢弧燈等。

2. 長方型光源——映寫用燈泡。

3. 帶狀光源——鎢帶式燈泡。

【Ⅲ】由用途分類

1. 瞬間光源——使用無溫度慣性的氣體放電管及氙燈、氖燈、閃光燈泡等。

2. 高輝度光源——碳弧燈、氙燈、鋯燈、超高壓水銀燈及錫弧燈等。

3. 天然色光源——太陽、天然色日光燈、眞天然色日光燈、高輝度碳弧燈及氙燈等。

4. 紅外線光源——鎢燈泡、硅發熱體、碳弧燈及鎢燈絲石英管紅外線燈泡等。

5. 紫外線光源——碳弧燈、高壓水銀燈、滅菌燈、低壓水銀燈、氫放電管及氙燈等。

在光學實驗室或製作所兩種最常用的單色光源爲鈉燈及汞燈。而本生燈用在氯化鈉“塊”亦對此目的爲簡單可用之法，由鈉的放電管射出

更強大的光源，故對於干涉實驗及測驗甚爲適合。同樣理由，更強之光源，汞蒸氣燈爲特別有價值的一種。再者，綠、黃及紫線可單獨個別使用，因可用適當濾光器得單色光源。各種高或低蒸氣壓力汞燈均附加一抗流線圈(*choke*)，但最緊湊且耐用之一種爲奧西拉(*Osira*，爲*General Electric Company Wembley*出品)。原來有紫外光線燈，其外面黑燈泡可移去，剩下一小型矽管，管中有弧光發生。當罩在一適當的小容器中即成爲一十分合用的單位，再者，可用做一紫外光源可得此區域內的強烈線光譜。

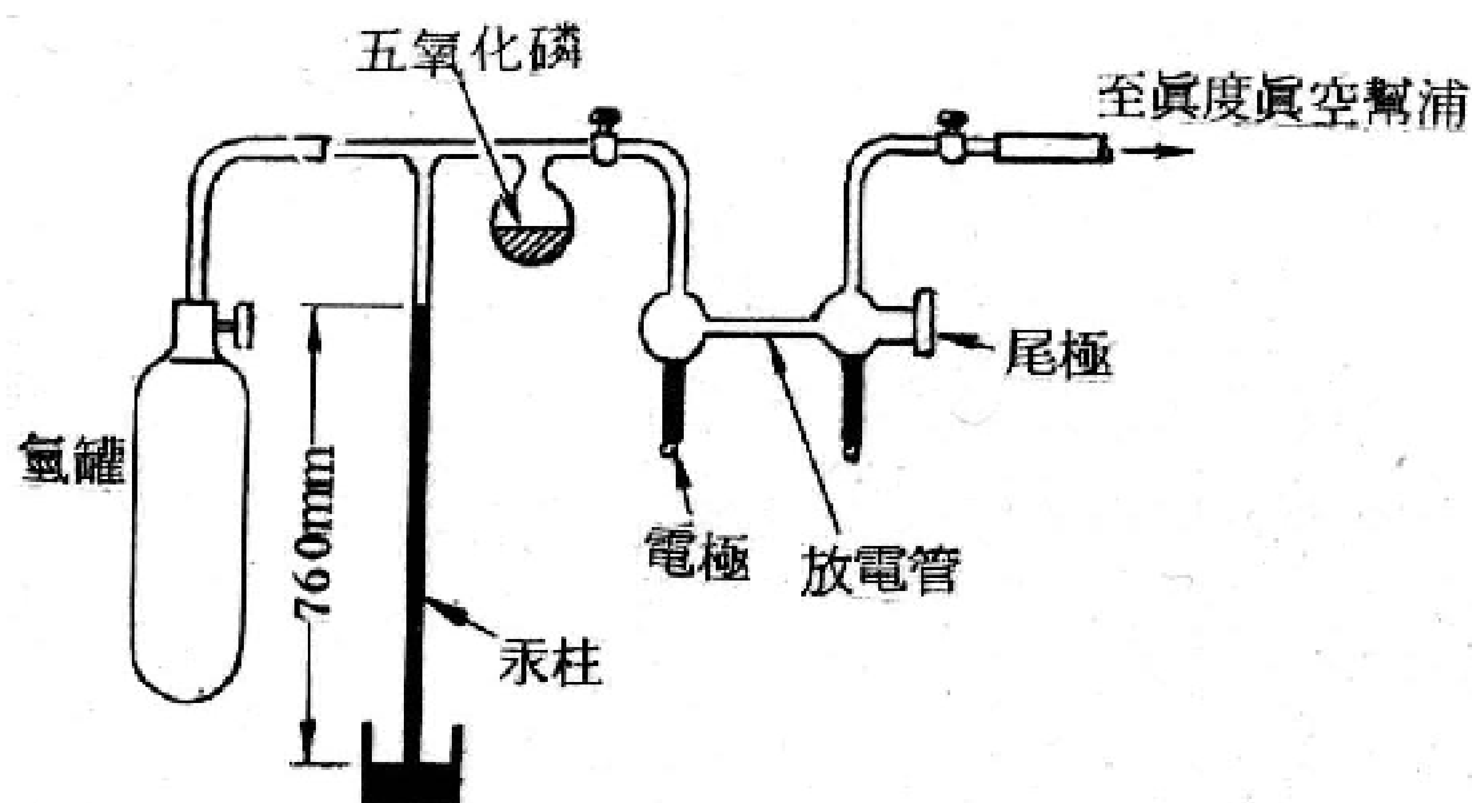


圖 6—58 此儀器可產生強力之氫光譜各譜線

氫眞空管(*hydrogen vacuum tube*)對於標準測定光學玻璃之折射率做爲光源並不特別強勁，而*C*(紅)及*F*(藍-綠)線極易看見，*G'*(紫)線則更難射出。此光源之一般強度可由圖6—58之裝置供應之。此處新製氫定期注入眞空管中且以一6吋誘導圈產生放電。

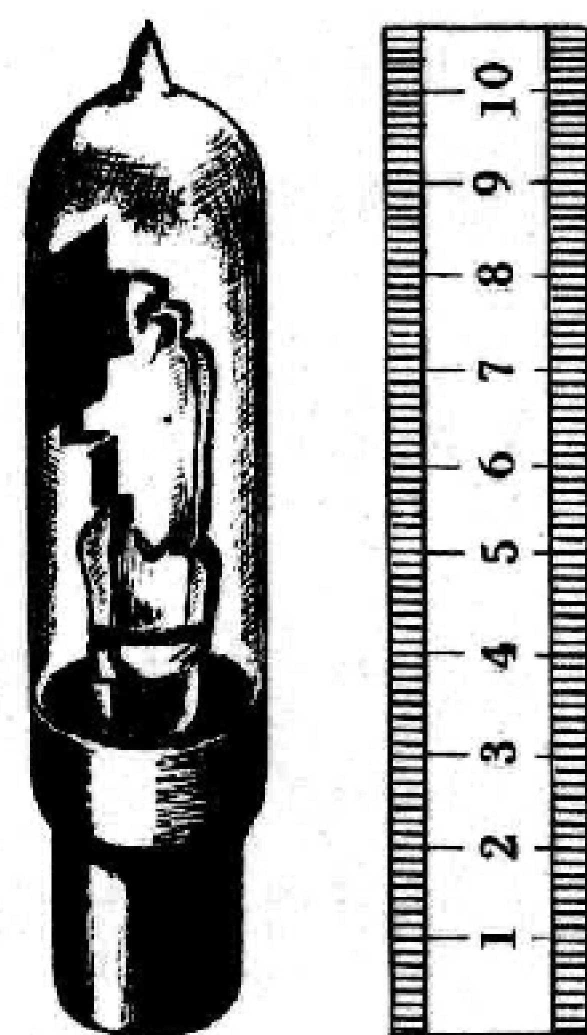


圖 6—59

幹路直接放電管之簡單形式

其他簡單形式的光源可直接由電的方法射出者均爲小型放電管(見圖6—59)，可得各種氣體如氧、氮、氬、氖、氦等之發射光譜線，又需要高的強力光源，例如，在校準一分光計時便爲適於供應此等光譜。氖最有用部分

在紅端之光譜。

為產生一連續光譜或對於光學放映目的，500 *C.P Pointolite* 燈（即鎢弧光）是最合宜的光源，對碳弧光雖無內在亮度（*intrinsic brightness*）但十分安定。各種濾光器可遍及約 400 *A.U.* 之整個光譜範圍，亦可獲得，且可用前述之燈成功的運用。

可用波長（可見光譜線）表

波長*A.U.*	顏　　色	物　　料	發射光譜
5,890	黃	鈉	本生燈
5,896	黃	鈉	放電管
6,563	紅	氫	眞空管
4,861	藍-綠	氫	眞空管
4,341	紫	氫	眞空管
5,791	黃	汞	汞燈
5,770	黃	汞	汞燈
5,461	綠	汞	汞燈
4,078	紫	汞	汞燈
7,947	深紅	銣	碳弧光之正極
7,806	深紅	銣	碳弧光之正極
6,708	紅	鋰	碳弧光之正極
3,969	紫	鈣	碳弧光之正極
3,934	紫	鈣	碳弧光之正極

【光電子】（Photoelectrons）

光子與原子中的電子碰撞，可以將電子撞離原子，被撞離原子的電子稱為光電子。

二十世紀初，雷納（*Lenard*）對這種效應作了一番有系統的實驗

研究。雷納的實驗結果是這樣的：

1.光電子的能量跟入射線的能量無關。

2.增加輻射的強度可使光電子數目增加；或說的更清楚些：增強輻射的強度，可使單位時間所發射的電子數增加（亦即使這種效應發生的頻數提高）。

3.光電子的能量，與入射光線的顏色有關；波長較短的輻射，所生光電子的能量較高。

參閱“光電效應（*Photoelectric effect*）”條。

【光電池】（Photocell）

貝爾在1877年作了一個硒光電池，是第一個作出可以應用的光電池的人。他對這問題想了多年，認爲這種電池曝於光下時，只有用導電方法來改變它的抗力。那時還無人知只要改變硒電池的電阻，曝在光下就能產生電動勢使電子運動而作成一個光電池。這也就是現在一般使用硒的光電池發生電壓的特性。

標準的硒光電池中有一片金屬片（通常是鐵片），金屬片的一面塗有一層硒，硒的曝露面上薄薄灑上一層金或銀，靠近金或銀薄膜的邊緣上，有一個金屬導電電極或集取片使能與電接觸。金或銀膜十分薄，是半透明體，能夠讓光通過達到下面的硒層上。光照射到電池上時，硒就釋放電子進入鐵片裏。這時若將電線與鐵片及集取片連接起，就是作成了一條線路，微弱電流會在這條線路裏流動。正常情形下電流流量的變化，差不多和光達到硒的光量是一致的。

光電池對於微光的強度所生之變化，遠較肉眼敏感得多。它的用途比曝光計又更爲重要。有聲電影放射器中，就是用光電池來查探和轉變那被揚聲器放大後所產生聲音的聲跡，而使聲跡轉變爲電流的升降光（*fluctuating light*）的。它也用來查探干擾、轉動計算機、自動開

啓門扉、使彩色印刷機調節或排列整齊；兩車對駛接近時會自動減弱頭光，檢查製造的物品，用有線或無線電傳送圖畫等。事實上，它眞像具有無限魔力，可作出許多神秘不可思議的事來。

另則受反向偏壓的P－N接頭，其在接頭區域內生成的電子或空穴，都受到電場的作用而向相反的方向移動。若把光線照射在接頭區域，即因光能而產生新的電子或空穴，此時我們能夠測出反向電流的增加，

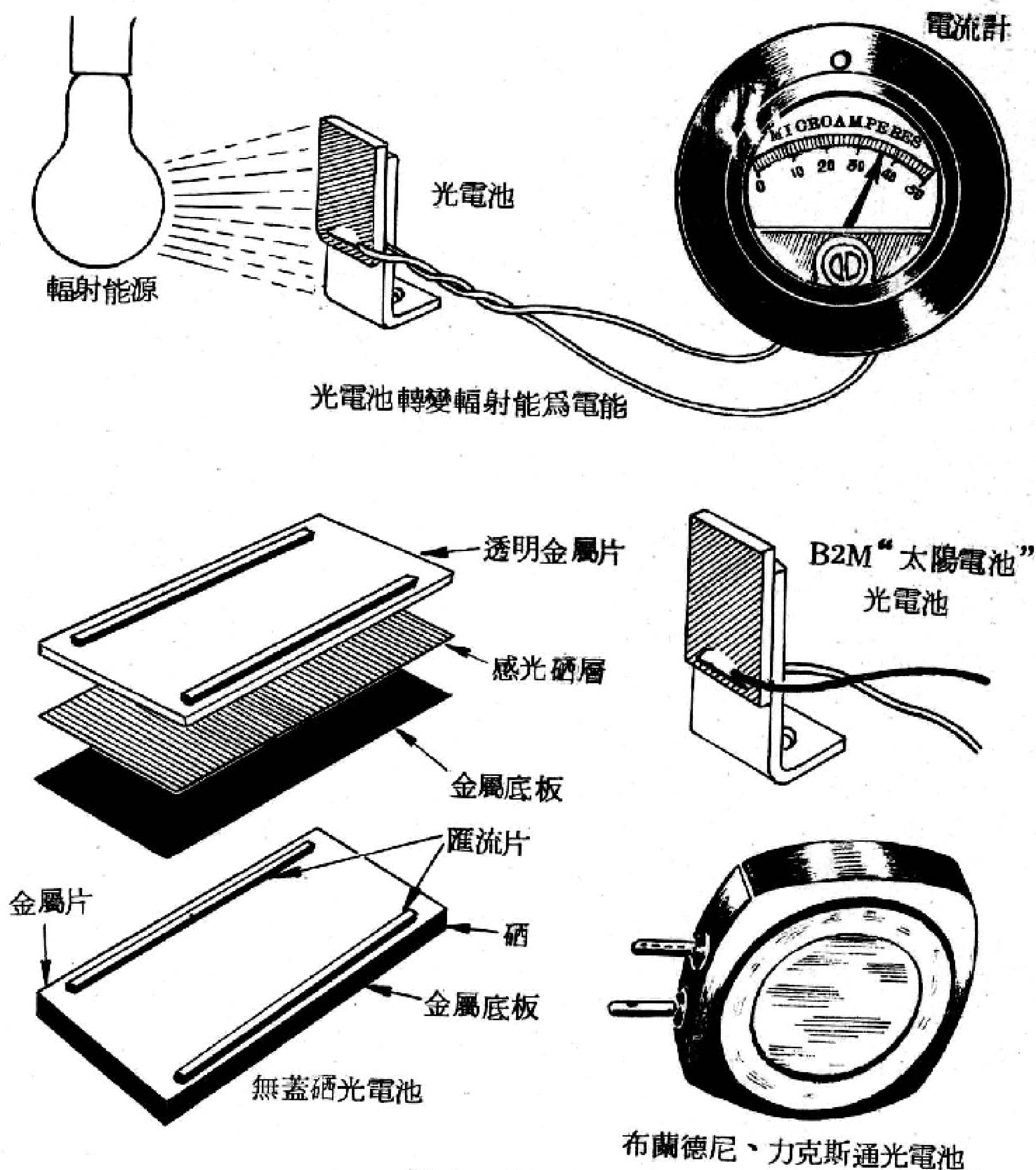


圖6—60　光電池

這種現象使*P - N*接頭可以用來製造光電池。尤其是對紅外線輻射特別敏感的裝置。對紅外線敏感的半導體，禁域能隙較窄。這就是說在室溫時，內稟電子及空穴數甚大，於是由光能所引致的電子及空穴數量的變化不易測得，但是別忘了*P - N*接頭的反向電流相當小，所以增多的電子及空穴數仍然極易測出。我們在市上隨處都可以見到*Ge*及*InSb*紅外線*P-N*接頭光電池。

即使外電壓爲零，*P - N*接頭間原有的電位差，也會使因光能的刺激而生成的電子及空穴向*P - N*接頭間相反的兩端移動。這種增多的電子及空穴，可以看作外電流而測出。所以受到光照射的*P - N*接頭與一具電池的作用相當。人造衞星所使用的太陽電池，就是利用這種原理製造出來的。接頭光電池（*junction photocell*）也常用作照相機的曝光表，因爲電流與光強成正比，所以指針傾斜的角度，可以用來調節照相曝光時間。自動照相機就是利用這種原理，只不過把指針換成一片金屬片而已。當接頭電流增大時，它就會遷動連接金屬片的一些葉片（*vane*）而使快門縮小。

【光電吸收】（Photoelectric absorption）

光電效應中光子的吸收。

【光電放射】（Photoemission）

激勵光與電磁輻射的能量作用於固體，而使放射電子者，謂之光電放射。爲霍爾瓦克（*William Hallwachs*）於1888年實驗所證明。

一充有負電荷之鋅板，曝露於紫外光（*ultraviolet light*）下，則鋅板的電荷漸漸消失。

此一實驗說明，鋅板受光照射，放射電子。

又根據密立坎實驗，以極高頻率的光線，照射物質即發生電子的放射，但是僅少數質點先被激動而放出電子，其中若干質點並不放出電子，必經若干時間少許質點始行放出電子。因此物質受光作用而放出電子

，必有先後，有的並不放出電子。

強光與弱光照射，強光時放出電子較弱光時為多，但是光的強度並不能表示質點受激電子放出時間之快慢。

有時弱光質點立即放出電子，強光有時則經過若干時間後放出電子。因為在光子理論中，光為一束含有無數小質點，撞擊物質於何處只是可能率而已，雖然弱光含光質點少，其機會可能與強光質點擊中並不全同。不過強光撞擊機會較弱光為多。

光電效應除光線愈強，釋出電子愈多，而且唯有紫外光線或波長相當短的才有放射電子作用。

欲瞭解光電放射者，應先瞭解光的本性。

光具有頻率、波長與速度的三個量，可以用水塘裏的水波（*water wave on a pond*）、聲波（*sound waves*）來比喻。

以 λ 表示光的波長(*wave length*)，ν 與 c 表示光的頻率與速度。

$$\lambda = \text{波長（米）}$$

$$\nu = \text{頻率（秒）}$$

$$c = \text{速度（米／秒）}$$

於是

$$c = \lambda\nu \text{（米／秒）}$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \text{（秒}^{-1}\text{）}$$

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \text{（米）}$$

光的速度為一常數，約為 3×10^{8} 米／秒，或 3×10^{10} 厘米／秒。

光的波長非常短，常用一百萬分之一米為單位，讀作*micron*（微米）以希臘字母 μ 表示之，亦有用"埃"（*angstrom*）表示波長單位，1埃等於 10^{-10} 米，即 $1\ \mathring{A} = 10^{-10}$ 米。

$$1\ micron = 1\ \mu = 10^{-6}\ meter = 10^{-4}\ centimeter$$

$$1\ angstrom = 1\ \mathring{A} = 10^{-10}\ meter = 10^{-8}\ centimeter$$

電子裝置（*devices of electronics*）應用光電特性者，波長範圍在3,000 Å至8,000 Å之間，相當於0.3 μ至0.8 μ。故光的頻率範圍在1×10^{15} 赫茲與3.75×10^{14} 赫茲之間，也就是說其頻率爲1仟兆至375兆兆赫間。此一光的波長範圍即是人類眼膜可見光的範圍內，網膜可見光的波長爲4,000 Å至7,000 Å。圖6—61表示可見光的光譜，即紅光與紫光之間。

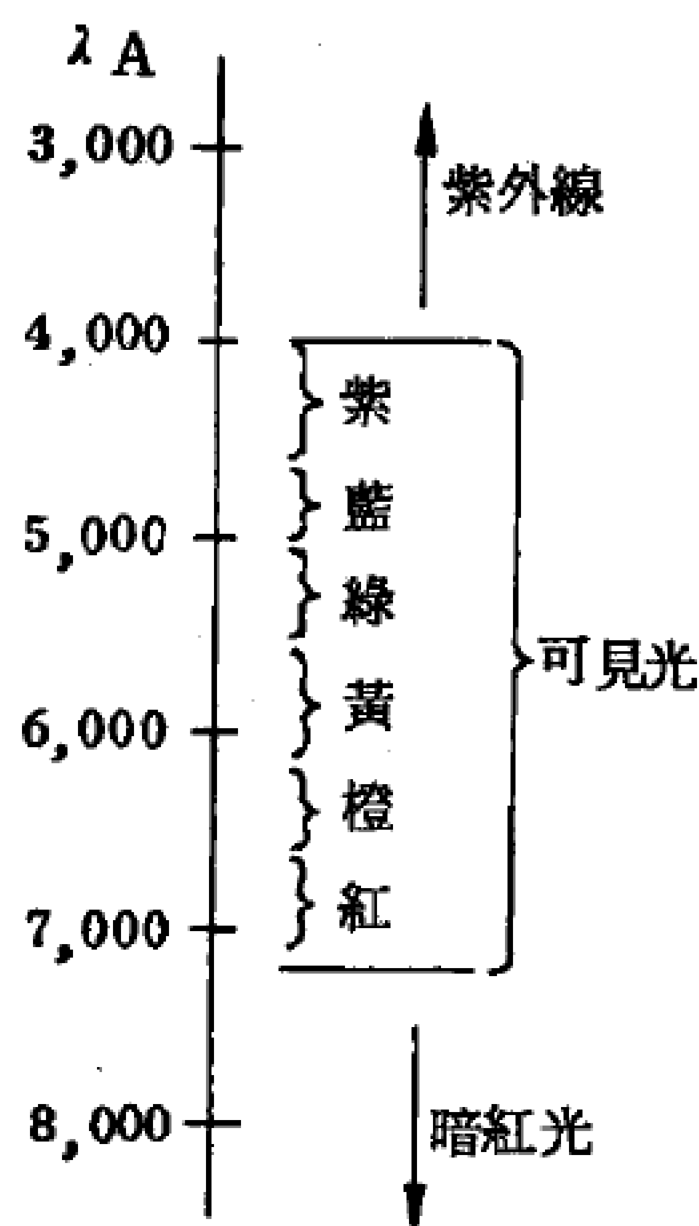


圖6—61　光譜

根據愛因斯坦的解釋，光爲一量子問題，光具有能量，是以不同的能量（*discrete bundles of energy*）所組成，謂之能量包或稱爲光子，即一質點如以頻率爲ν振動時，則放出能量爲$h\nu$的光子（能量）

$$W = h\nu$$

h爲浦朗克（*Planck*）常數，在M.K.S.制中的單位爲

$$h = 6.625 \times 10^{-34} \text{ 焦耳秒（joule-sec）}$$

光電放射現象，即光照射一物體的表面，電子在物體表面的導帶中即吸收光子能量。假若電子獲得足夠能量，電子可以跳越能隙由物體中逃出，於是發生電子放射。

愛因斯坦解釋：量子$h\nu$的能，當其碰撞金屬物體表面時，可以分爲兩部分：一爲電子從金屬表面逃出所需的能量$e\phi$，一爲遺留下來的電子動能We

$$We = h\nu - e\phi$$

ϕ爲金屬表面的工作函數，e爲電子的電荷量。

根據此一公式顯示，激勵的光照射，原在費米能階電子，恰好逃離金屬表面，所遺留的動能爲零時，稱爲光電效應的低限頻率ν（

threshold frequency），即 $We=0$ 時

$$0=h\nu-e\phi$$

故
$$\nu=\frac{e\phi}{h}$$

如照射光低於此低限頻率時，則無光電效應發生，因此，波長愈短的光愈容易產生光電放射。

假若溫度在絕對零度（$-273°C$）以上時，光電放射低限頻率較低，因爲此時電子在費米能階上層，電子較容易逃離金屬表面。

下表顯示物質對於波長及顏色幾個重要因素。超紫外線光（*ultraviolet*）產生光電放射爲純金屬鎢與鉭（*tantalum*），可見光產生光電放射物質可參閱表所示者，暗紅光（*infrared*）能量最低，其波長較長，光電放射所用物質必須爲低工作函數者，如塗氧化物金屬，常見於眞空管中的熱放射者。

光電放射之低限頻率與波長

物　　質	符　號	$\phi(V)$	$\nu(sec^{-1})$	$\lambda(\text{Å})$	光　色
鉬	Mo	4.44	10.7×10^{14}	2,800	紫外線
鉭	Ta	4.07	9.85×10^{14}	3,040	紫外線
鎢	W	4.52	10.9×10^{14}	2,750	紫外線
鎳	Ni	2.77	6.75×10^{14}	4,450	紫光
鋰	Li	2.49	6.05×10^{14}	4,960	藍光
鈉	Na	2.28	5.52×10^{14}	5,440	綠光
鉀	K	2.24	5.43×10^{14}	5,520	黃－綠光
銣	Rb	2.10	5.01×10^{14}	5,900	黃光
銫	Cs	1.81	4.38×10^{14}	6,840	紅光
鈣	Ca	2.24	5.43×10^{14}	5,520	黃－綠光
鋇	Ba	2.11	5.10×10^{14}	5,880	黃光
氧　化　鋇	BaO	0.99	2.4×10^{14}	12,500	暗紅
Cs-O-Ag	—	0.65	1.57×10^{14}	19,100	暗紅

圖6—62表示鈉（ *sodium Na* ）、鉀（ *polassiumk K* ）、铷（ *ubidium Rb* ）與銫（ *cesium Cs* ）金屬的光電放射對於波長的關，即光的波長爲放射電流的函數。

光電物質受光子撞擊，電子發生跳動，電子在原子中擁有一位能，此位能即其電位差或電勢，於是電子離開時具有能量（ *e V* ），即電子伏特。

但是光電效應除光的頻率與能量來決定跳躍的電子數以外，對於物質的工作函數有關。

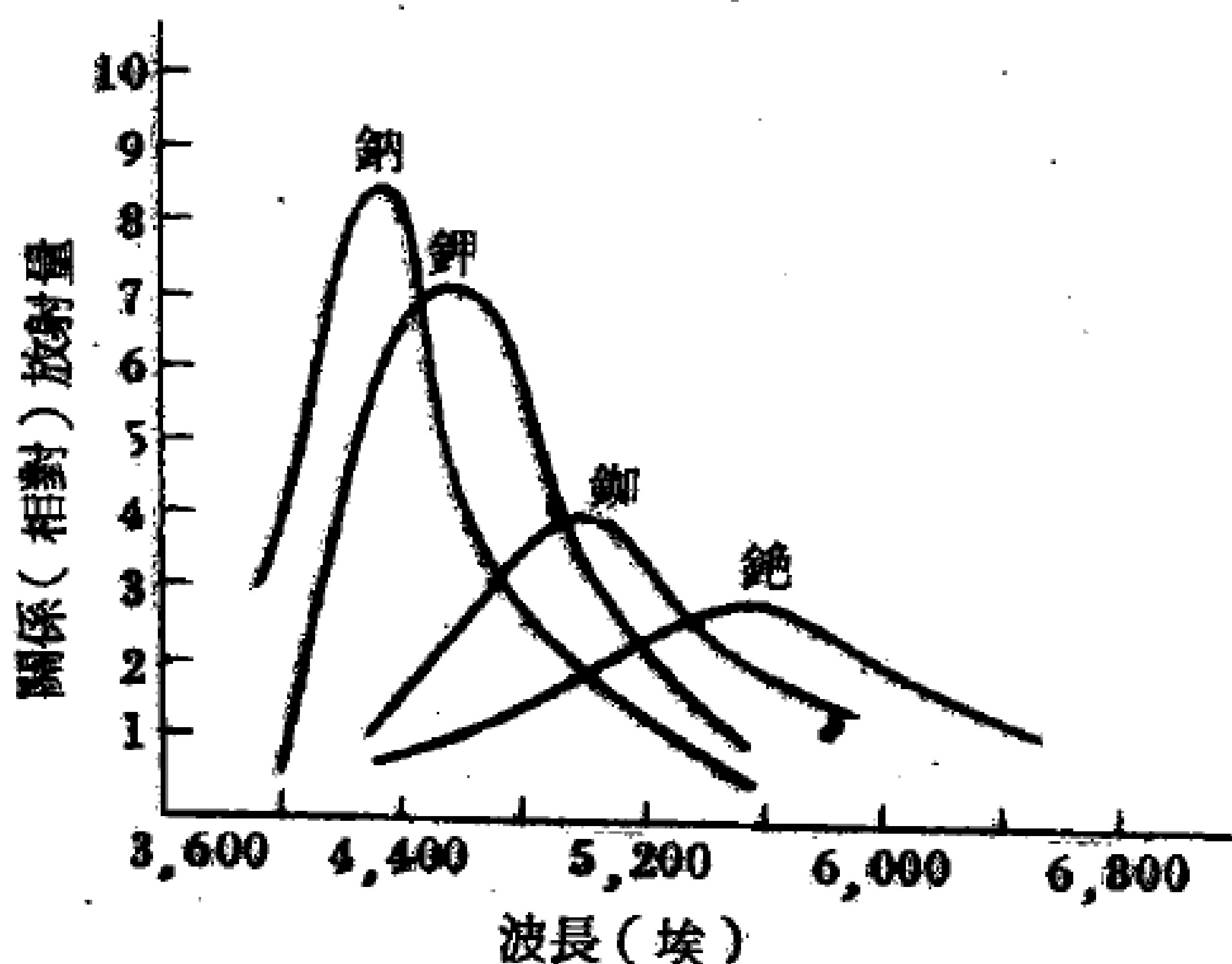


圖6—62　鈉鉀光電放射效應

因普通可見光之波長爲5,000 Å，或＝5 × 10^{-7} 米（ Å＝10^{-10}米）

於是 $\nu=\frac{c}{\lambda}=\frac{3\times 10^{8}\,m/sec}{5\times 10^{-7}\,m}=6\times 10^{14}\,HzS$

故一可見光之光子能量

$$h\nu=6.62\times 10^{-34}\text{ 焦耳-秒}\times 6\times 10^{4}\text{ 赫兹}$$
$$=4\times 10^{-19}\text{ 焦耳}$$
$$h=6.62\times 10^{-34}\text{ 焦耳-秒（蒲朗克常數）}$$

因每一電子伏特爲1.6 × 10^{-19}焦耳，因此可見光具有1～2電子伏特之能量，一般紅色光約2電子伏特，藍色光約3電子伏特，如射入光線之能量大於工作函數，即超過電子放射所需要之能量，則質點即放出電子。

歸納上述可得下列結論：

1. 光電物質每單位時間內放射電子數與射入光直接成正比。

2. 光電物質釋放之電子的最大能量與射入光的強度(*intensity of the incident light*)無關，而與光的頻率成正比。

故知，欲使產生光電效應，物質之工作函數關係殊爲重要，某物質容易放射，而某一物質則不易放射電子。

參閱"光電效應(*Photoelectric effect*)"條。

【光電表面】(Photoelectric surface)

光電表面釋放電子的數目與投射光線強度成正比。

【光電極限】(Photoelectric threshold)

光電效應中，剛好可將電子游離的能量稱之。

【光電放射管】(Photoemissive tube)

測光或調光替續用。

【光電流】(Photocurrent)

由光電子形成的電流稱爲光電流。

【光電倍功管】(Photomultiplier tube)

光電管因輸出電流太小，必須經過電路放大，尤其對於低強度持續甚短的光所能檢取的電流更爲微小，不足以推動某種機械控制。

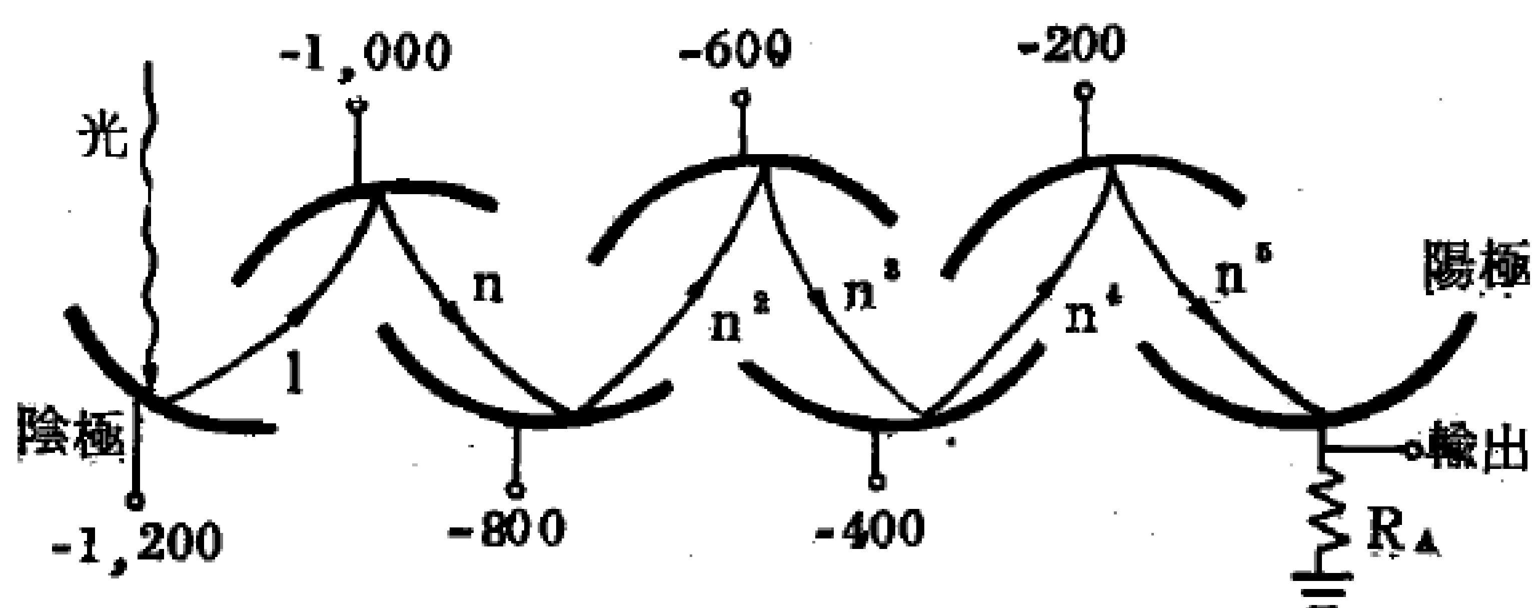
光電倍功管利用多次的二次放射原理獲得較高的靈敏度，其構造包括一個陰極與多組的二次放射極(*dynode*)與一個收集電子陽極組成。

圖6—63爲三種光電倍功管幾何圖形，當光射入陰極產生光電子發射，電子加速度運動打擊第一個二次放射極，每一個二次放射極所賦予正電壓係累進增加，因此加速電子進行的速度，復由二次放射逐一串聯進行，最後至陽極的電子數量成指數增加。

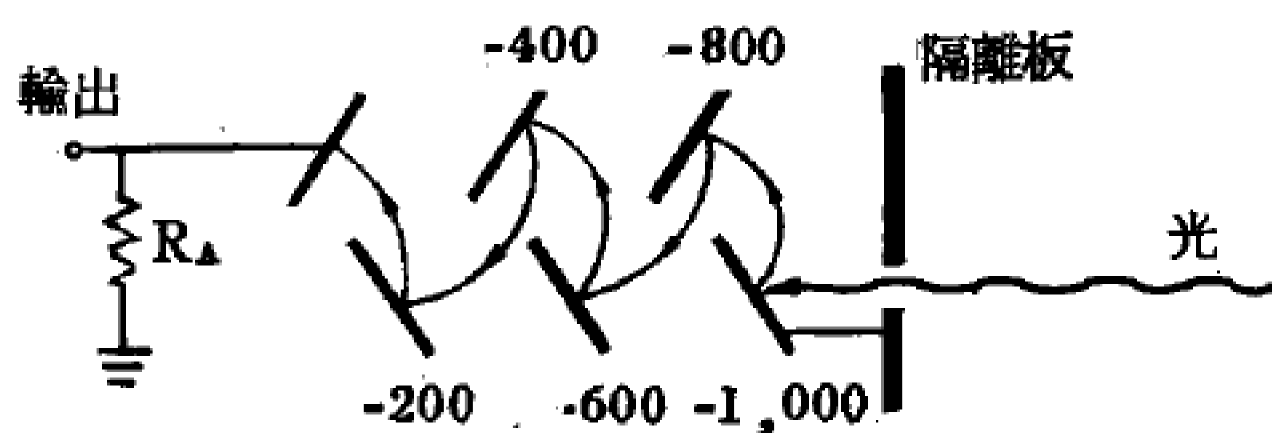
二次放射極表面爲低工作函數物質，目的使有更多的二次放射電子。假若每一個電子打擊一個二次放射極時，擊出 n 個二次電子的話，則

各二次放射極所發出的電子數成 n ，n^2 ，n^3 ，n^4，……，n^n 。

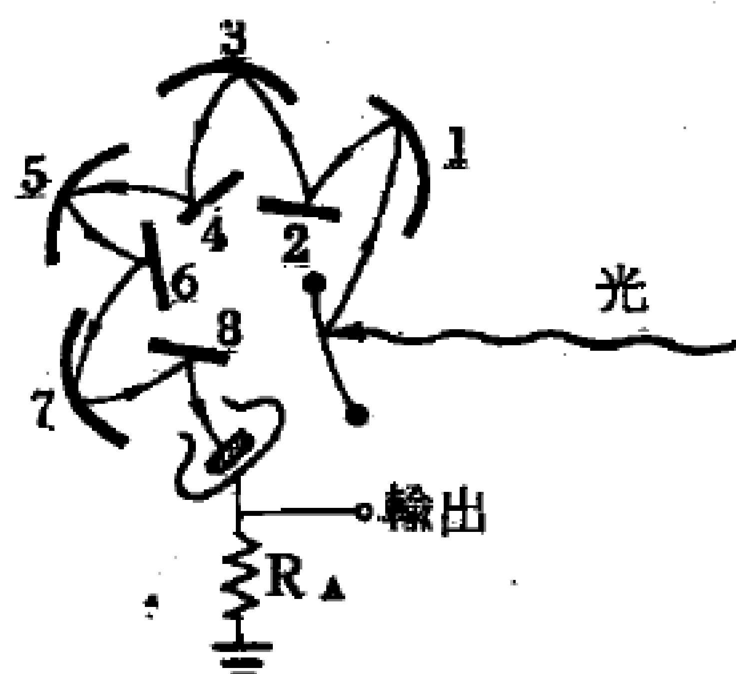
n 經常大於 1 ，最大可能至 12 ，二次放射電子數與二次放射極表面物質電位有關，參閱下頁之表及圖6—64。



(a) 簡單光電倍功管（五個二次放射極）



(b) 四個二次放射極光電倍功管



(c) 八個二次放射極之光電倍功管

圖 6 — 63

如射入的電子稱爲一次電子，打擊而放出的電子稱爲二次電子，以符號 I_p 表一次電流，以 I_s 表二次電流。

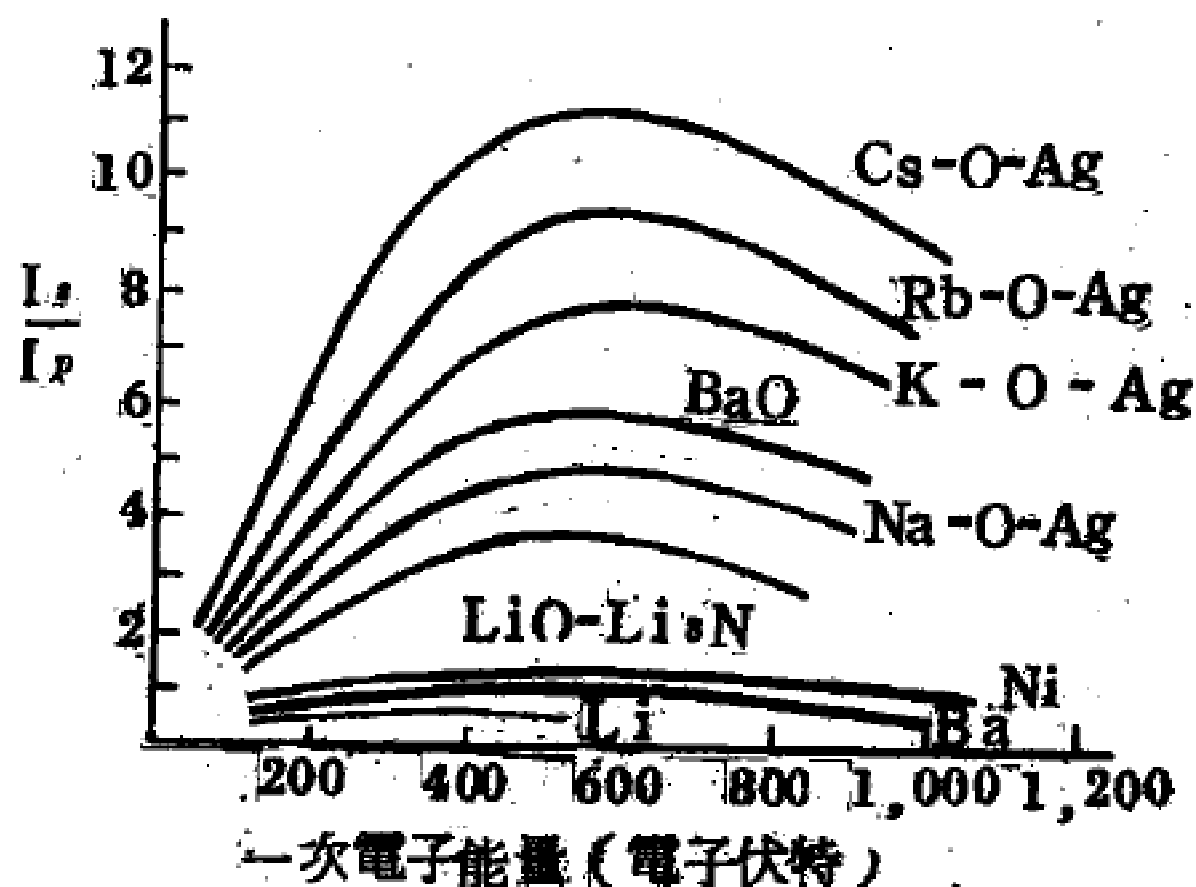


圖6—64　各物質對於二次放射之效應

表中指示當一次電子最大能量發生時一次電流與二次電流的最大比率。所列物質中二次電流與一次電流的比 I_s/I_p，元素物質(*elemental material*)的 I_s/I_p 比皆小於2，化合物(*compounds*) 通常在10左右，I_s/I_p 表示物質一次電子能量的函數，從表中得知，良好的光電放射物質具有優良的二次放射特性。

光電倍功管，內部包括有九個二次放射極，每極工作電壓差100伏特，光電流爲陰極二次電子電流的一百萬倍，在正常照度情況下工作特性是直線性的，頻率效應達到100 MHz ，卽1億赫玆。

普通光電管的電流約在20微安培（μA）與光電倍功管的比率在500：1，典型光電倍功管的電流大約在20毫安培（mA）左右，因此光電倍功管的負載電阻可較普通光電管要小得多，普通光電管的負載電阻值經常在10～25 $meg\,\Omega$ 之間。

光電倍功管的主要應用於光控制繼電器（*light-operated relays*），如自動光熱控制、電影的聲帶發音部分、傳眞（*facsmile*）、光度計以及低階光的科學研究等裝置。

物質之最大二次放射特性

物　　質	I_s/I_p (max)	一次放射電子能量效應（V）
鋰	0.5	85
鈉	0.82	300
鎂	0.95	300
鋁	0.95	300
鐵	1.3	400
銅	1.3	600
銀	1.47	800
銫	0.72	400
鎢	1.35	650
金	1.45	800
鍺	1.3	400
矽	1.1	250
硫化鋅	1.8	350
三銫化錫	6.0	700
三銫化鉍	6.5	1,000
銫化鍺	7	700

【光電效應】(Photoelectric effect)

光電效應是指金屬及金屬化合物等經電磁輻射照射後，從表面或內部放射電子的過程。1888年 霍爾瓦克 (*Hallwachs*) 首先注意到紫外線照射鋅板獲得約1伏特的正電位，這是因輻射被吸收後，物體內一些電子獲有足夠的能量，克服表面的位壘而逸出，放出的電子稱爲光電子(*photoelectrons*)。

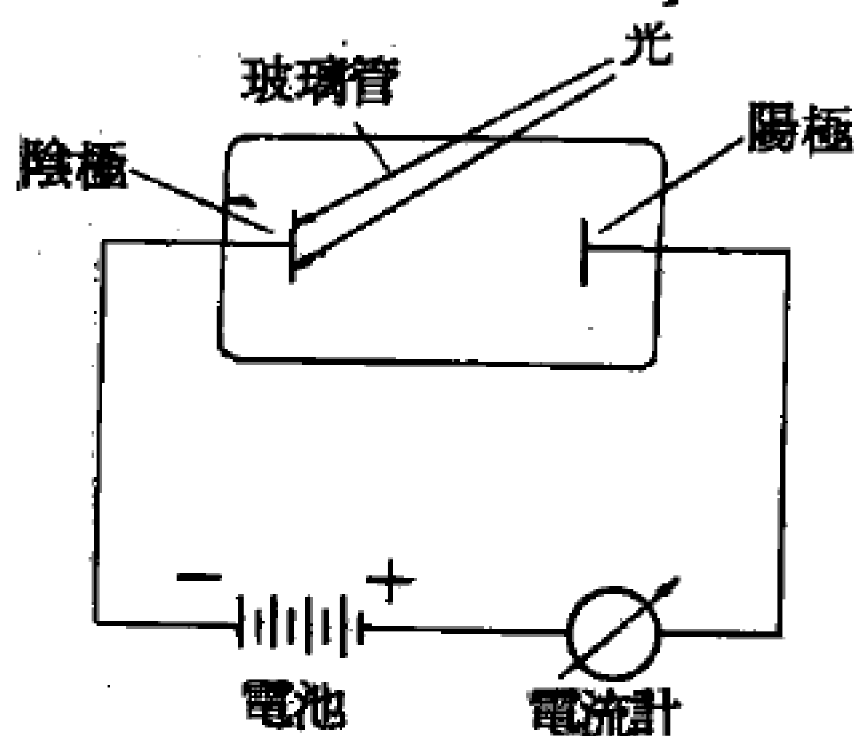


圖6—65 光電管及線路

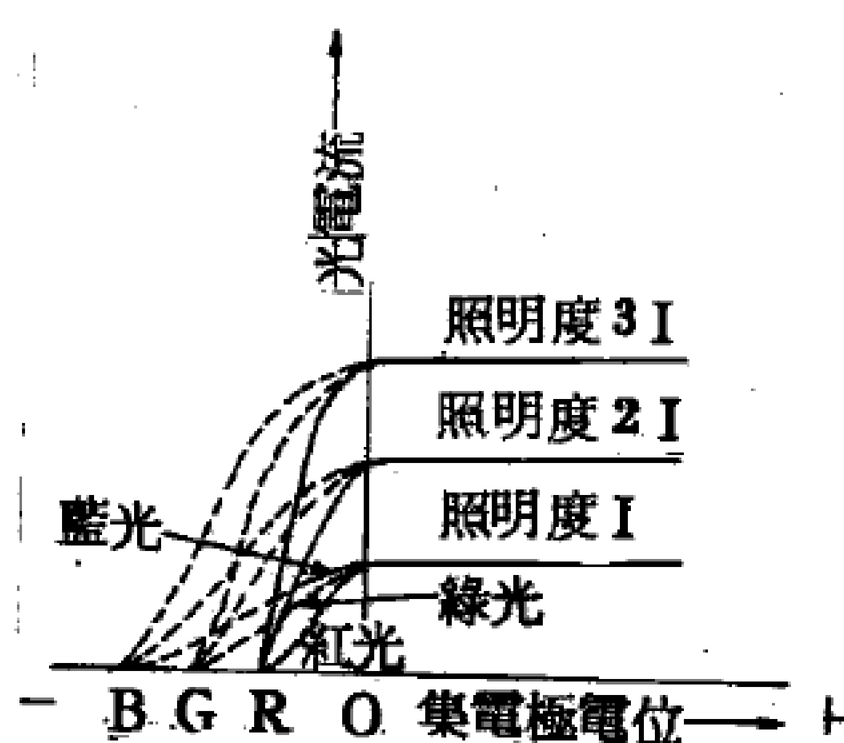


圖6—66

圖6—65是光電管的簡圖。眞空的玻璃容器內置有可放射光電子物質組成的光電陰極，及收集電子的集電極(*collector*)或稱陽極，它們分別接於電源的負正極。當光照射陰極後，釋出的電子爲所加電場吸至陽極，於是線路中開始有電流。此電流量度的結果如對管中兩極間電位差作圖，即得圖6—66。

由圖得知當集電極爲正電位且相當大時，會有飽和電流出現，而飽和電流的大小與照明度成正比。當集電極的電位逐漸下降則抵達集電極的光電子數也逐漸減少。當電流爲零時的電位稱爲底限電位(*threshold potential*)，它與輻射的波長有關，與輻射的強度無關。光電效應是即時性的效應，光電子的發射與光被吸收之間的時間間隔，現在確信一定小於 3×10^{-9} 秒。發射電子的最大動能與輻射頻率成正比。

古典物理學，如馬克士威理論的觀點，認爲電磁輻射是連續的波，

無法解釋這些現象。愛因斯坦首先利用蒲朗克的量子假設解釋光電效應，他假設陰極吸收的光，本身攜帶的能量呈量子化狀，被吸收後其能量全部轉爲陰極內一個電子的動能。如此電子獲得足夠克服表面位壘的能量就逸出。射出的電子數應與入射的光子數即照明強度成正比。光子的能量爲 $E_{ph} = h\nu$ ， h 是蒲朗克常數， ν 是光的頻率。如一電子在金屬內具有動能 W_1 ，而吸收了 $h\nu$ 的能量，若 W 是克服表面位壘所必須的能量，愛氏認爲逸出電子具有的最大動能 E_{max} 應爲

$$E_{max} = h\nu + W_{1\,max} - W \qquad (1)$$

照熱游離理論， $W_{1\,max} - W = e\phi$ ， $e = 1.602 \times 10^{-19}$ 庫倫爲電子的電荷， ϕ 是陰極表面的位壘，即通稱的功函數（ *work function* ），以電子伏特爲單位，根據上式中 E_{max} 是與輻射的頻率成正比。以光波長 λ 代替頻率 ν ，因 $\nu = c/\lambda$ ，則（ 1 ）式成爲

$$E_{max} = h\nu + e\phi$$

$$E = \frac{1.234 \times 10^{-6}}{\lambda} - \phi \qquad (2)$$

現 E 表發射電子的射出動能，單位爲電子伏特，波長以米爲單位。由（ 2 ）式可知就一定功函數 ϕ 的陰極物質言，都有一底限波長，光波波長超過底限波長時，電子無法獲得足夠能量而逸出。令 $E = 0$ ，得底限波長爲

$$\lambda_0 = \frac{1.234 \times 10^{-6}}{\phi} \text{米} \qquad (3)$$

大多數純金屬的功函數約在 2 ～ 6 伏特之間或大些。由（ 3 ）式知 $\phi > 3$ 時底限波長小於 4,000 埃，這表示可見光對這些物質不生光電效應。

高效率的光電效應材料，除功函數應較低以外，還須具有能將大部分的照射輻射吸收，並將它轉爲電子動能的特性，所以反射性高及透明的物質不是理想的光電效應材料。鹼金屬如鈉、鉀製成的陰極是最好的

光電效應裝置。若干金屬的功函數值列如下表：

金　　屬	功函數（ eV ）
銫（ Cs ）	1.9
鉀（ K ）	2.0
鈉（ Na ）	2.3
鋅（ Zn ）	3.6
鋁（ Al ）	4.2
銀（ Ag ）	4.46
鈀（ Pd ）	4.97

以費米、狄悅克統計律描述金屬中電子，可以爲光電效應作最新的解釋。據費米、狄悅克統計律，金屬內的電子能存在於某些特定的能階上。0°K 時可利用的較低能階都爲電子所佔滿，電子佔據較高能階的機率是與溫度有關。功函數是佔據最高能階的電子逃逸到金屬外面時，通過的表面位壘的大小。臨近 0°K 時底限波長才有顯明的定値。室溫時能階的塡充是呈漫散狀（ *diffuse* ），有時入射輻射的能量比理論的底限能量低時，還可以察覺到電子的發射。

上述光子的吸收除能量應守恆外，動量也應守恆，顯示電子必須與另一物體相連以吸收它的反衝動量，所以電子不是完全自由的，而是在某種力量中和母系相連。與電子相耦合的場是表面位壘及晶體內的週期性位能函數。這兩種耦合形態的放射，分別稱爲表面及體積效應，實驗上很難區別這兩種類型的放射。在接近底限波長的情況下咸認爲表面效應是比較重要。

【光電陰極】（ Photo - cathode ）

在光電管中之陰極受光影響時，其表面放射電子之現象。

【光電啓門器】（ Photoelectric door opener ）

啓閉系統是藉光電效應來控制。

【光電晶體】(Optical transistor)

即使在不發生雷射作用時，若能採用適當的設計及選用恰當的物質，*P*－*N*接頭幾乎可使電能轉換爲光能的效率達到100%，而*P*－*N*接頭光電池，也能同樣有效地將光能轉換爲電能。若將從某一受正向偏壓的*P*-*N*接頭所放出的光焦聚於另一受反向偏壓的*P*-*N*接頭上，則形成一種與電晶體極爲相似的構造。此時自發射體輸送到集電極的訊號由光來擔任，而且過渡時間也由光速決定，然因光速遠大於攜電者的運動速度，而使高頻放大率大爲增高。因爲它恰如一般電晶體，電功率在電阻較低且受正向偏壓的發射體接頭輸入，而由電阻較高且受反向偏壓的集電極接頭輸出，因而形成光電晶體。

爲了使動力獲得(*power gain*)夠大而足夠利用，大部分自發射體放出的光，必須焦聚到集電極上。但是接頭光(*junction light*)是向四面八方漫射的，因此在設計上導致困難。這種電晶體的發射體與集電極可以不在同一塊單晶體上，同時它們之間的距離，也不必放得很近。只要使用適當的光學系統，使自一個接頭指向另一個接頭的光能爲最小，就能得到相當良好的效果。由於發射體與集電極互相分隔，以及使用發自兩個發射體之一的光，足以影響集電極等因素，我們可以設計一種用光束傳播信號，而不必使用線路來把它們各個連接在一處。這種裝置在電子計算機等方面用途廣大，因這種線路需要高速操作性能及使用多種接觸點。

【光電電壓】(Photovoltaic)

兩物體相接觸，利用光線照射接觸點，在接觸點即生電位差。

【光電管】(Photoelectric cell)

光電放射管簡稱光電管或電子管，亦有稱電眼 (*electric eye*)者，與一般的二極管相同，其中含有陰極與屏極，陰極(放射極)面積非常的大，以便盡量接收光能。而柱狀的屏極(接收放射電子的集極

）通常是放在圓筒形陰極的中央。圖 6—67 所示爲三種形狀不同的光電管。

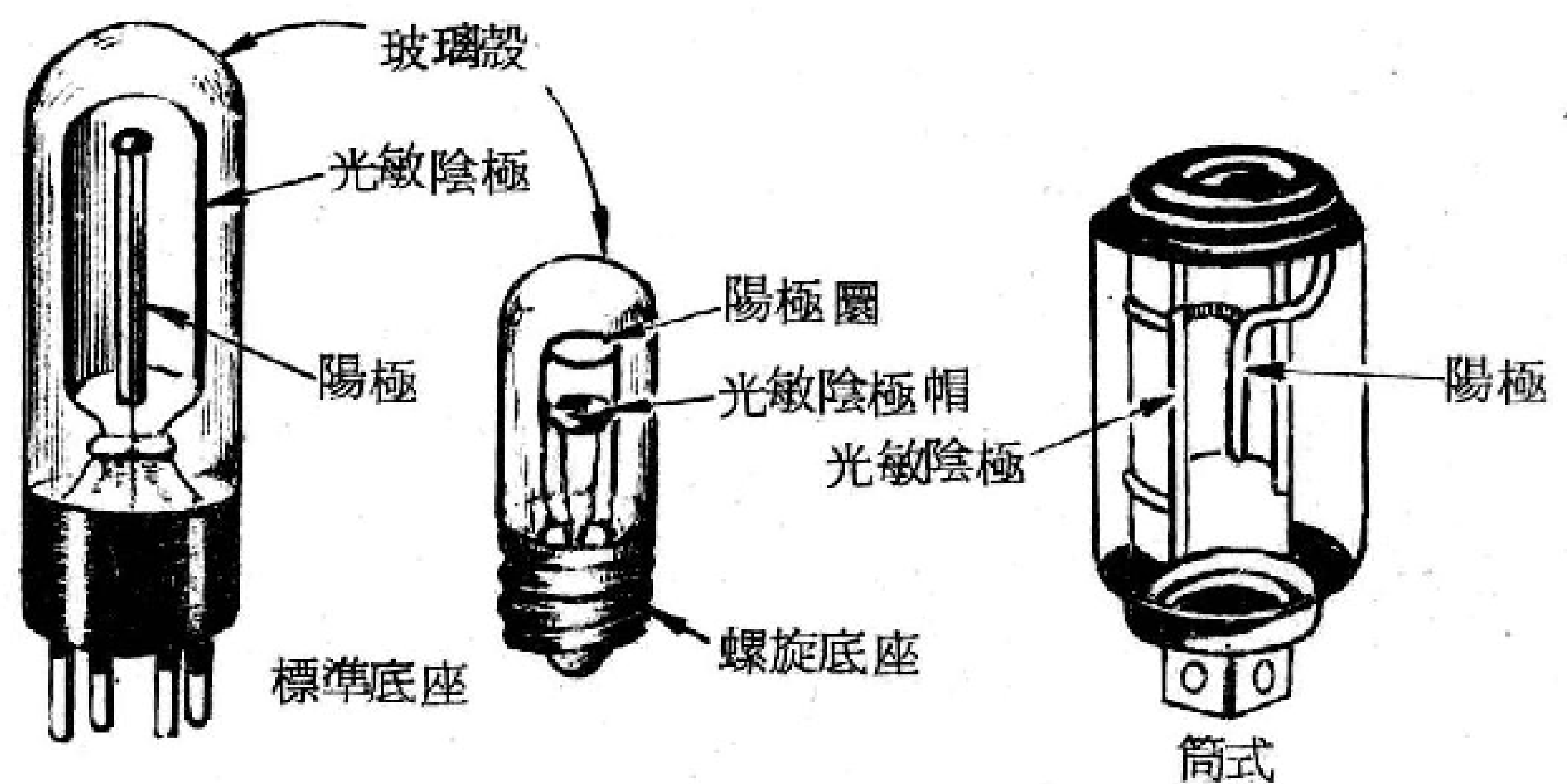


圖 6—67　光電管

光電管的陰極與屏極是密封在玻璃殼內，而管內幾乎是被抽眞空，或者是充有低壓的惰性氣體。有惰性氣體的充氣管比抽空的眞空管要靈敏得多，但其作用情況則不如眞空管式平穩。此充氣管式的響應（ *response* ）並非直線的變化，約在 5,000赫茲/秒高聲頻範圍，此響應將會逐漸下降。眞空管式多用於高精確度的試驗中，如光的測量及重要替續器的控制等。而充氣管則實用於聲頻器材及其他替續器方面的用途。

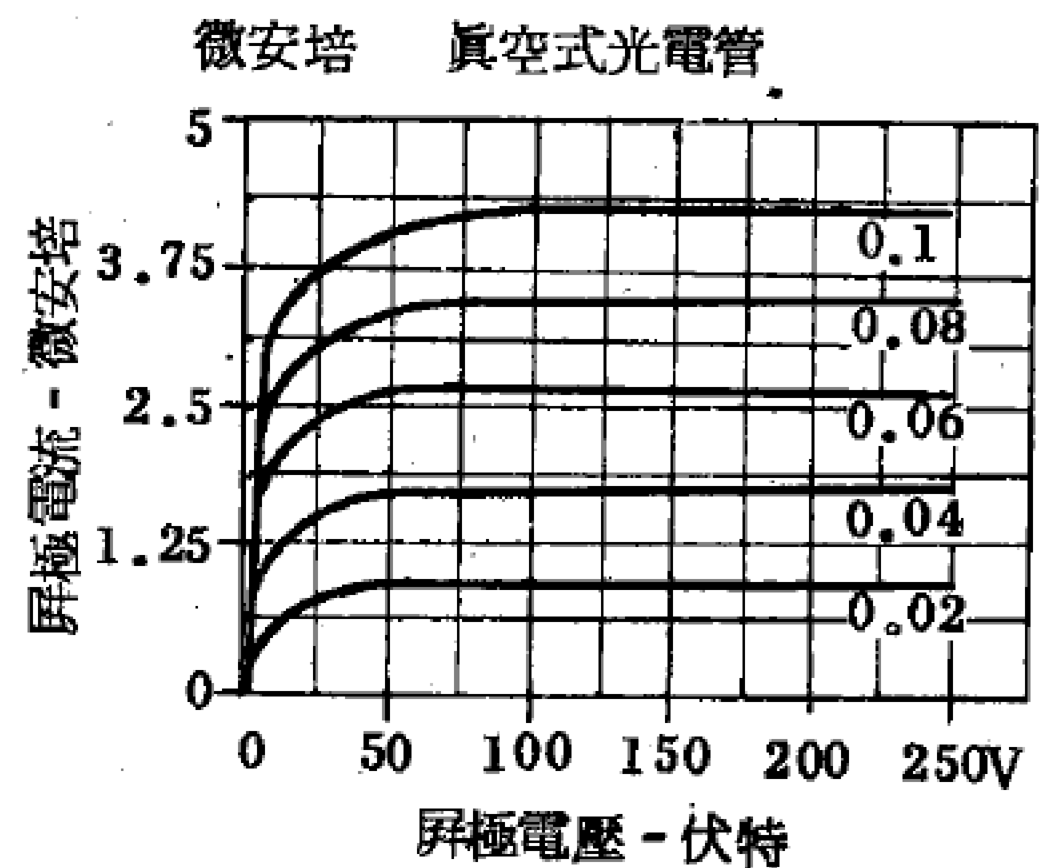


圖 6—68
眞空式光電管的屏極特性曲線

屏極特性，不同強度的光線照射下，所得眞空式光電管的屏極特性曲線，則如圖 6—68 所示，非常明顯的看出，大約在屏極電壓 20 伏特左右，屏流即已開始飽和。此飽和是由照射光線的強度，影響陰極放射電子的多少所決定的。所以當屏極超過 20 伏特後，只能將空間電荷（ *space charge* ）吸引，當空間電荷完全被屏極吸收後，屏極電流就呈飽和現象。

光譜靈敏度特性（*spectral sensitivity characteristics*）

陰極可決定光電管的光靈敏度與光譜響應（*spectral response*）兩個重要的特性，在一定強度的光照射下，所量得陰極的放射電流，就是光電靈敏度，其單位是微安／流明。以不同色彩的光線照射在陰極，所放出電流的相對數值，就是光譜響應。

為了使光電管對先具有高度靈敏度，其陰極表面則塗以含有鹼金屬或鹼土金屬，如銫、鋰、鉀、鋤、鈉、鉬、鈣及鍶等材料。而光電管由於陰極所塗材料的不同，對光的靈敏度也不同，其中最重要的一種，是銫銀氧化銀管（*cesium-silver oxide-silver tube*），光電靈敏度約為 30 微安／流明，此管簡稱為銫光電管（*cesium-tube*），其為電視機及音響重發（*sound production*）方面不可缺的零件。

光電管的光譜響應不僅受管中陰極材料的影響，同時也受陰極表面材料處理技術及玻璃殼材料的影響。通常大多數光電管的色光光譜響應與人眼相近似。由圖 6－69 知一般光電管的光譜響應曲線之頂點，幾

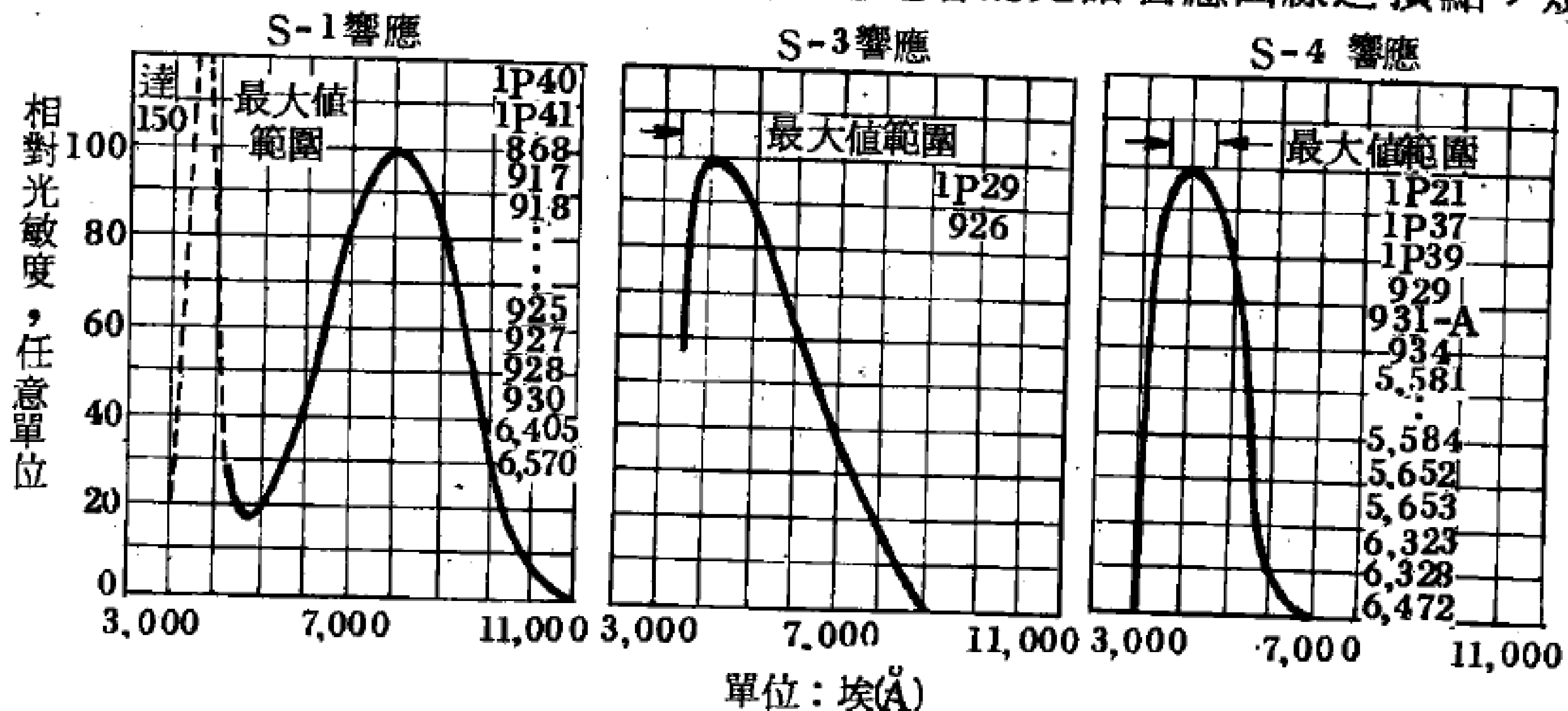


圖 6－69　在等光通條件下，光敏陰極材料光電管的光敏特性曲線

乎在某幾個相同的光波波長範圍。有些光電管所示的光譜響應與人眼者完全相同，其波長約為 5,500 埃。而其他特殊用途的光電管，其光譜響應的最高點，可能在紅外線與紫外線的範圍。

【光電導性】(Photoconductivity)

當絕緣晶體物質受到電磁輻射波的照射時，其導電效果會增加的特性就是光電導性。目前光電導性效應已實際應用在電視攝影機、紅外線探測器及光度計上，間接地很廣泛用於攝影術過程中。

簡言之，當入射光子的能量較晶體的能隙 E_g 爲高時，則晶體價電帶中的束縛電子吸收一個光子，能量增加，跳升到導電帶，在價電帶留下一個自由電洞，因此產生一自由的電子－電洞對。價電帶中增加一個電洞，導電帶中增加了一個電子，於是就增加了晶體的導電效果。實際上光電導性的過程相當複雜，至今尙不能完全瞭解。

【光電導電】(Photoconductive)

當光照射半導體表面時，半導體內電阻立即發生變化而導電。

【光電壓裝置】(Photo voltaic devices)

光電壓裝置形狀如三明治(*sandwich*)，中間有一較寬之障壁層，通常是氧化銅與銅，或硒膜附著鐵兩種結構，這種裝置除作光電效應外，如用於整流裝置時，亦具有單向導電之作用。

此種接合面之接觸電位的工作與電池發生電子流動行爲相同，這種裝置最簡單的結構如圖6－70，當光照入半導體薄膜其被激之電子移向金屬，於是金屬板建立一負電勢。同時，此失去電子之半導體內則遺留正電荷，故兩極間存著一電壓差，然此電位很小，

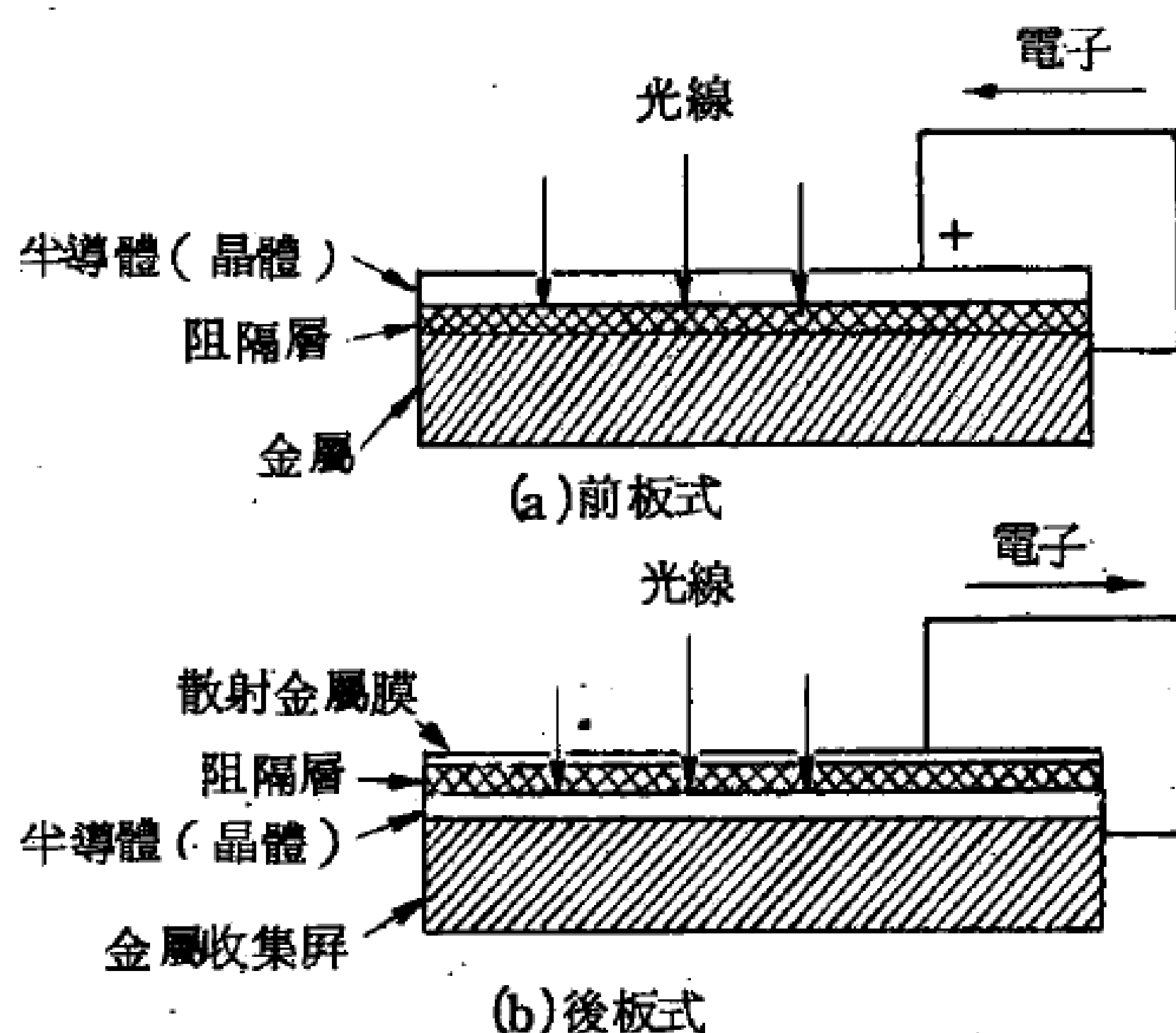


圖6－70　光電壓光電池構造

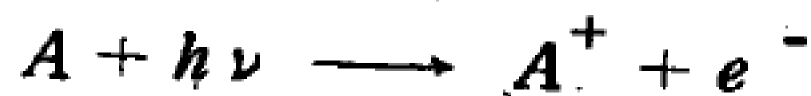
約在0.3～0.5*V*間，因爲半導體放出之電子，在無外電路電壓作用下，將通過障壁層復返半導體。

此一理論，可解釋如下：當光子能量被半導體原子吸收後，電子受激，半導體即產生自由負電子與正電洞，此一動作電子則進入金屬，而半導體內存有電洞的陷阱，故在某一強度的光源，發生電子移動的同時，某些電子將被半導體所引走，此相當於眞空中之空間電荷。

近代商用光電壓光電池裝置多採用硒質，因其對於兩端所跨的電壓、溫度、效率及壽命較爲優良。結構上以前板式（*front plate type*）較優，見圖6—70(*a*)，以硒經過適當處理以鐵爲集電板，再覆以透明的金屬薄膜（如金膜等），因此透明金屬薄膜與硒間有一個介層，這種結構有一優點，即光到達介層損失較少，理由是光能集中於半導體之硒膜。電壓式光電管應用範圍有光量表（*foot-candle meters*）、光控制系統（*light control*）、曝光表（*photographic exposur meter*）、控制自動攝影照相等。

【光電離】（Photoionization）

當光子有足夠的能量時，可離化氣體的分子或原子，其過程可寫爲



$$A + h\nu \longrightarrow A^{+} + e^{-}$$

此過程稱爲光電離，相當於金屬之光電效應，因此其亦稱爲原子之光電效應。

【光電顯像管】（Iconoscope）

電視發射管，由陰極射線管與多格光電管組合而成，應用於電視機中，在電視發射的過程中，圖像或實物的光暗要轉爲強弱不同的電流，完成這項工作是由光電顯像管負責的，被傳送的物像或圖片先經透鏡映在管內的嵌鑲板上，嵌鑲板上的各點由於光電效應而放出電子，使嵌鑲板得到正電。放出電子的多少，與光的強弱成正比。又因電子流射在嵌鑲板上的作用，使被射到的一點重新獲得電子，在嵌鑲板背面的訊號板的

線路中產生電流。電子流是自左至右、自上而下、一行一行掃射的；因此，在一定時間內即能使一幅圖像轉變成訊號傳送出去。顯像管除光電像管外，並有移像光電像管、直像管、移像直像管和光電導性攝像管等幾種。

【光微粒】（Light corpuscle）

詳閱“光之波動說（*Wave theory of light*）”條。

“光之微粒說（*Emission theory of light*）”條。

【光蛻變】（Photodisintegration）

用十分強硬的γ射線照射原子核時，此核可蛻變，此種蛻變稱光蛻變。屬於此項蛻變之反應，已被發現者計有（γ,n）、（γ,p）、（γ,d）、（γ,α）及（γ,f）等反應。當γ光子的能量在20百萬電子伏特以下時，過程爲（γ,n）型。（γ,n）型反應，係核因吸收γ光子而放出中子之反應。對於吸收γ光子的機構，金哈柏（*Goldhaber*）和泰勒（*Teller*）曾提出如圖6—71之模型：核內的質子及中子各形成一團，核在正常狀態時，中子團與質子團恰好互相重疊。當γ射線自外方射入時，因γ射線之電場的影響作用，質子團即向電場方向位移，全體若就其質心系而言，中子團就猶如帶負電者而向反向移動。然因質子團與中子團之間有核力型的甚強引力，此二團之間即呈一復原力，此核子系遂作週期極短之偶極振動，並吸收γ光子。此項振動後因中子團與質子團間之摩擦而遞次減衰以至停止，光能隨而轉變爲核子熱運動之能量，從而形成複核，在次一階段便有一個中子或質子被釋出。不過，在入射γ射線之能量並不太高之情況，因有電位障壁，質子不容易自核中逃逸。於是，在低能情況，其反應多半爲（γ,n）型。在定量上，金哈柏與泰勒曾依彼等之見解，計算本問題之共振能，其

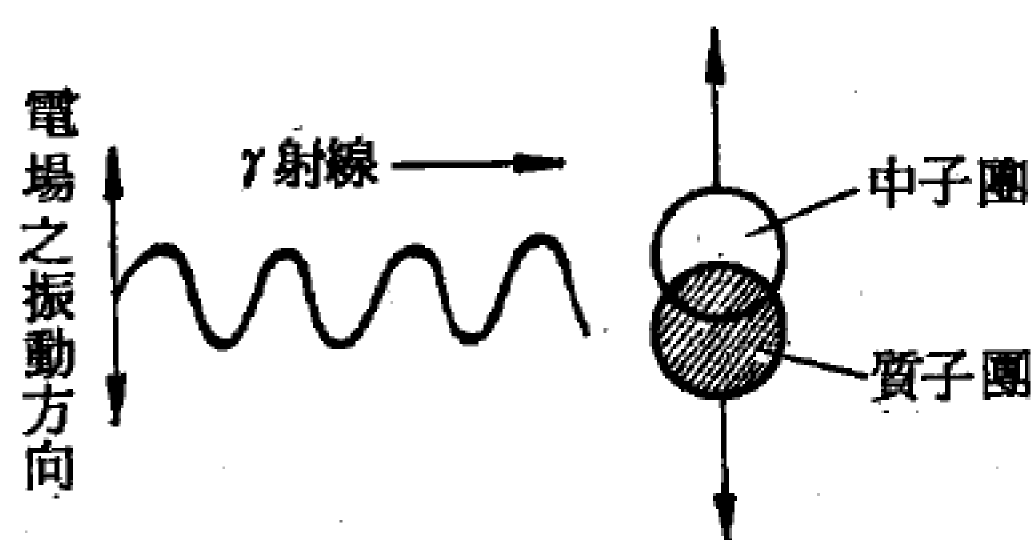


圖6—71

結果大致與實測值相符。

在(γ,n)反應中最簡單者，乃氘核之光分解，即



$$^{2}H(\gamma,n)^{1}H$$

因氘核之結合能為2.18百萬電子伏特，故可用從自然放射性物質射出的γ射線（放射性元素Th之$h\nu=2.6$百萬電子伏特）使氘核行光分解。所有其他(γ,n)型反應所需之γ光子，顯然其能量得在核子之結合能7～8百萬電子伏特以上。因早期未能找到強γ射線源，故在氘核之光分解被發現後，經甚長的時間才發現隸屬(γ,n)之另一反應。在此段甚長時間內$^{2}H(\gamma,n)^{1}H$反應乃(γ,n)型反應之唯一的實例。嗣後，由採用$^{7}Li(\gamma,p)^{8}Be$反應放出的γ光子，始克服此項障礙。從$^{7}Li(\gamma,p)^{8}Be$反應放出的γ光子，具有17.2百萬電子伏特的能量。此能量數值遠較核子之結合能7～8百萬電子伏特為大，所以從採用如是γ光子起發現了許多(γ,n)型反應，例如：



$$^{16}O(\gamma,n)^{15}O \qquad ^{25}Mg(\gamma,n)^{24}Mg$$

等等之反應。

從貝他加速器開始運轉以來，光蛻變之研究範圍即被推廣。在20百萬電子伏特之小型貝他加速器運轉期間，又發現了許多新的(γ,n)型反應，並確定了中子放出之低限能。所謂低限能是發動核反應所需最少的能量，就自碳起至銀間之元素而言，此值介於9.5～19.5百萬電子伏特。及至數量級為100百萬電子伏特之貝他加速器問世後，其研究範圍更被推廣。採用由此加速器射出的光子時，質子與中子以相同或然率射出。不僅如此，因為剩餘核已被熱至相當高的溫度，將隨之而有數個核子被蒸發出去。在實驗上已觀察到，激發能為100百萬電子伏特時將有6至8個質點飛出核外。

【光層】(**Photosphere**)

一般肉眼所能看到太陽最亮部分。

【光線】(Light ray)

光源發出之光，通過均勻的介質時，恆依直線進行，叫做光的直進。此依直線進行之光，叫做光線。

【光線追蹤法】(Ray-tracing methods)

對某些光學問題必須描繪光線穿過某一物系較用光線放映機法更爲精密。圖6—72可視爲望遠攝影之透鏡，且描繪一平行於軸之入射光線穿過如下詳列之透鏡系統：

透鏡(1)	透鏡(2)
折射率 (N) = 1.550	折射率 (N) = 1.750
半徑 r_1 = + 6.0″	半徑 r_3 = − 6.0″
半徑 r_2 = − 6.0″	半徑 r_4 = + 6.0″
軸厚度 = 0.70″	軸厚度 = 0.20″
直徑 = 1.0″	透鏡間之空氣空間 = 3.0

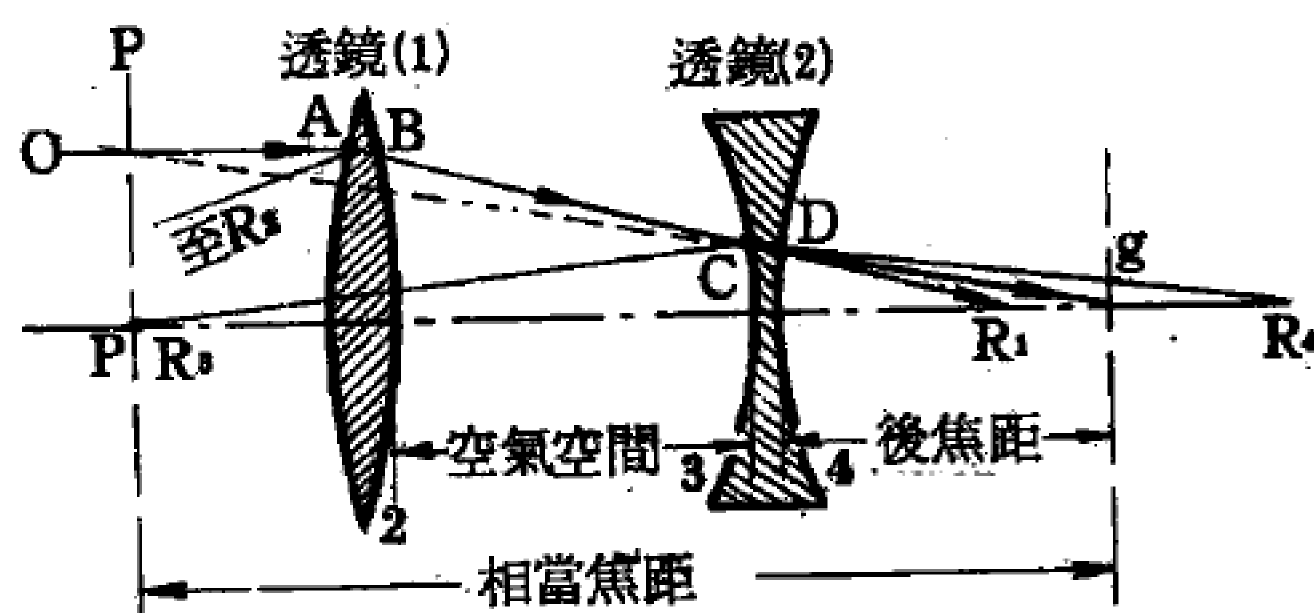


圖6—72

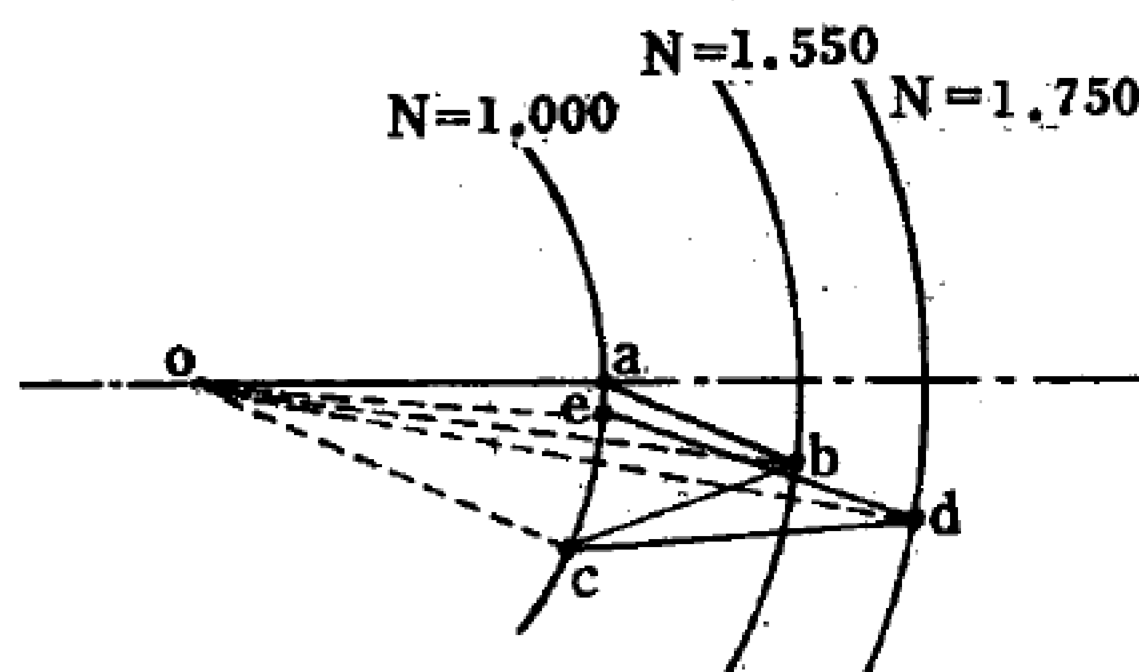


圖6—73

一種最適宜的圖解法爲都威爾 (*Dowell*) 所創，其法如下。在畫紙上，靠近透鏡系統畫出半徑相當之單位的圓，且分別標明兩種玻璃之折射率適當尺寸 (見圖6—73) (爲適用計將單位用 10 *cm* 爲適當尺寸)。由 o 點畫一線 oa 與入射光線 OA 平行。在 a 點，畫一線 ab 與半徑 AR_1 平行，在 b 點截 N = 1.550 圓。連接 ob，可

得在第一透鏡玻璃中折射光線之方向，畫AB與ob平行。

由b畫bc與BR_2平行，在c中截取單位圓，連接ac且畫BC平行於oc，此即離透鏡之光線的方向。然後，畫cd與第三半徑CR_3平行，在d內截取$N=1.750$畫CD與od平行。最後畫dc與DR_4平行在e截取單位圓，連接oe且做DE與其平行。此E點即表示透鏡系統之焦平面（*focal plane*），又若ED向後投射則與原先平行光線相交，點線PP即爲此系統之一個主平面而PE長度即爲相當焦距（*equivalent focal length*）。

若需十分精密時，則應使用三角術方法（*trigonometrical ray-tracing*），其透鏡系統如圖6—72，但亦可做爲此處三角術描繪之例。此處有五個基本公式，茲列出如下：

$$\sin\alpha=\sin\beta(l-r)/r$$

$$\sin\alpha'=\sin\alpha N/N'$$

$$\beta'=\beta+\alpha-\alpha'$$

$$l'-r=\sin\alpha' r/\sin\beta'$$

$$l'=(l'-r)+r$$

【光線電話】（Light beam telephone）

利用經過適當調制的光線信號來發送聲音。在發射臺內，欲發送的聲音通過改變光源的亮度而對光源進行調制。在接收站內，收到的已調光線作用到光電管上，在光電管電路內產生出與使發射機調制的電振盪相似的電振盪。從原理上說，光線電話與無線電話的差別，只在於光線電話中用以發射信號的光波比無線電話中用的無線電波要短得多。不過在實際上，光線電話與無線電話之間卻有極大的差別。

【光線槓桿】（Optical lever）

測微小旋轉角度的儀器。

【光線錐之焦點】（Focus of pencils）

光線若會聚於一點，則其會聚之點，名爲光線錐之焦點。即光柱之焦點。

【光線繪製器】(Ray -plotter)

此繪製器乃一具有60度角之直角三角板用透明材料製成，如圖 6—74 所示，且在斜邊上以一特定尺寸做爲折射率之量度，其範圍由 1.0至 2.0(即謂用一種更透明的材料覆蓋其上)。

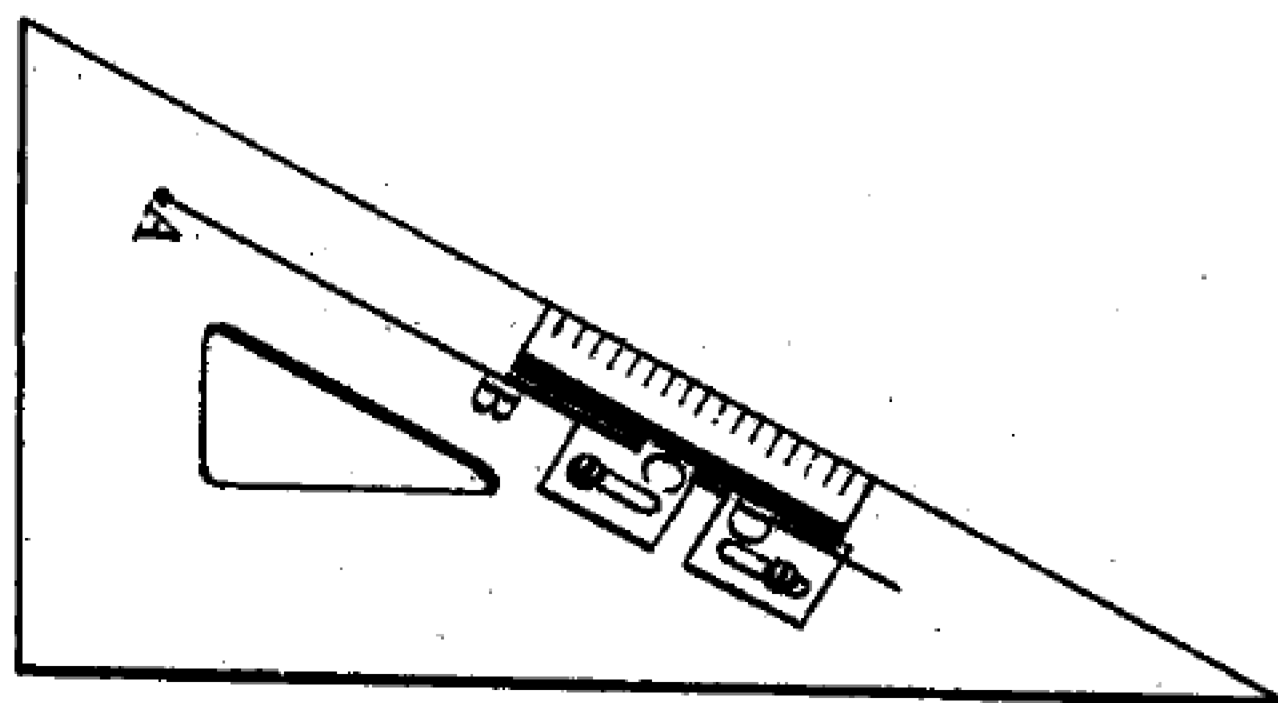


圖 6—74　圖解用光線繪製器

在斜邊之平行線上有兩個小孔在A及B處。此二孔相距爲某適宜尺寸之一相當單位(在此場合爲 10 cm)。更沿此線有其他兩孔，C及D爲調整小滑尺，相當於由主標尺讀出之折射線。若此器用於描繪由空氣至玻璃，或由玻璃至空氣之光線，則僅用一個調整滑尺足矣，但欲描繪由一種玻璃至另一種玻璃而非穿過空氣的空間，則應使用兩個可變動的滑尺，因此，此儀器對所有光學描繪光線之圖解問題均可普遍使用。

設繪製一光線由空氣(折射率 1.0)射入玻璃(折射率 1.52)。

設想一入射光線$\overleftrightarrow{OP}$至此表面之P點(圖6—75(*a*)及(*b*))，$\overleftrightarrow{XY}$爲在P處對表面之法線。

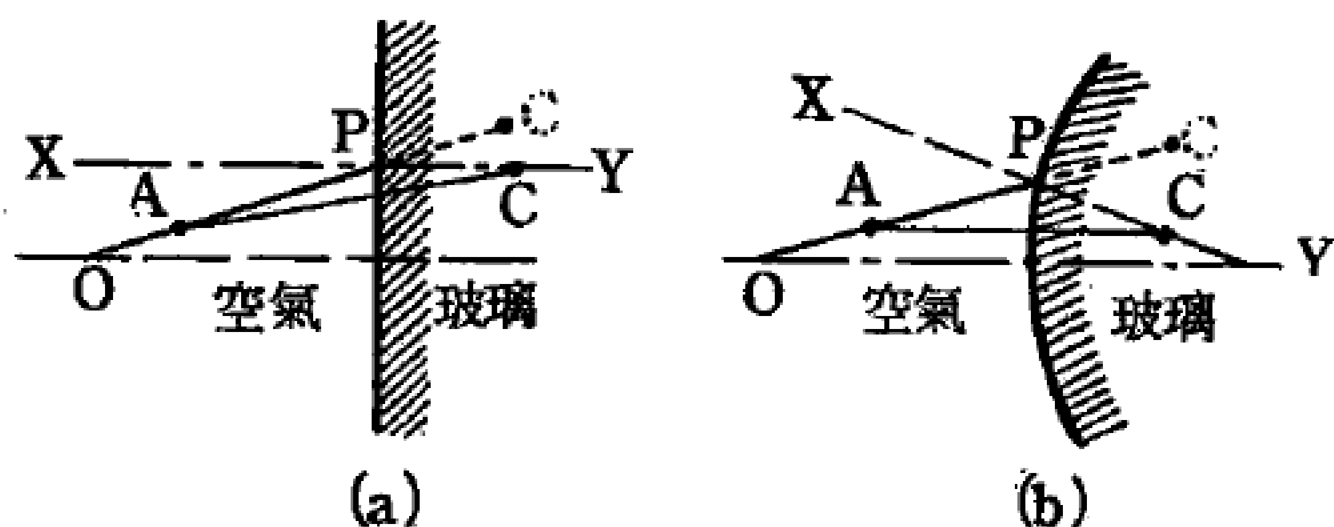


圖 6—75

安置光線繪製器使B孔與P點相合而令A孔在入射光線上。在A處由孔中插入一針(且以調整的滑尺讀出 1.520)，依此點轉動此儀器直至C孔恰在表面之法線上。今此$\overleftrightarrow{AC}$方向即折射光線之方向，且安置一尺沿三角板之斜邊而引至P點，

反射光線便由此點畫出。

當描繪由玻璃至空氣，令C孔與入射光線在表面上之點相合，又A置於光線的方向。如前，該繪製器依A點旋轉，但此時，B必須超過表面的法線，故三角板之斜邊再指示折射光線的方向，且只需滑向在表面上光線的入射點，而折射光線便可畫出。

若描繪由一玻璃（即折射率＝1.750）至另一玻璃（即折射率＝1.520）（見圖6—76）。

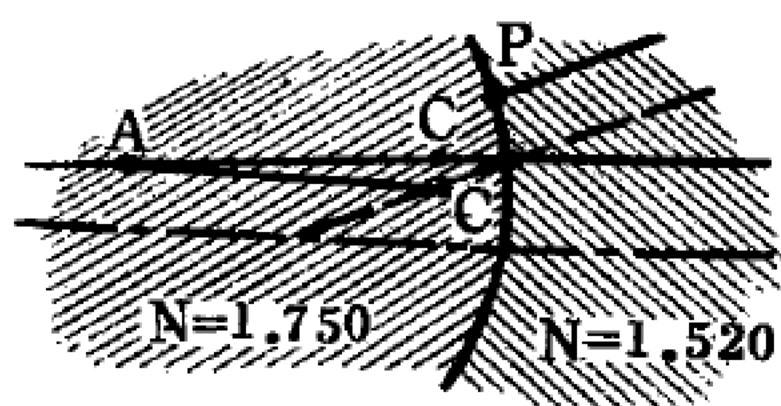


圖6—76

用滑尺D讀出1.750及用滑尺C讀出1.520。然後用此繪製器使D孔與P相合及A孔置於$N=1.750$介質中之入射光線上，插一針在A處，再旋轉此繪製器直至C孔適在該表面的法線上（即半徑）。如此三角板之斜邊將再得在$N=1.520$介質中折射光線的方向，且只需滑至此表面上之入射點P，於是繪出折射光線。

由上述各例顯然有一般法則如下：

當描繪之光線由左至右（通常習慣），此繪製器安置時孔（對應有關表面在左方物質之折射率）對在入射點P上，且A孔在入射光線上。第二孔已調整折射率尺寸，對應右方之物質者，依A點旋轉此器直至第二點適在表面之法線上。然後滑行此三角板之斜邊至入射點P，再畫出折射光線。

【光熱力學】（Actinometry）

測量輻射能之科學及技術，尤著重對太陽內部之熱、化學性質及發光狀況之研究。

【光錐】（Light cone）

方程式：

$$x^2+y^2+z^2-c^2t^2=0$$

代表一個在時空坐標內的三度曲面，此曲面稱爲光錐。爲了清晰起見，我們將此曲面投影在$x-ict$平面上，則如圖 6—77 所示。

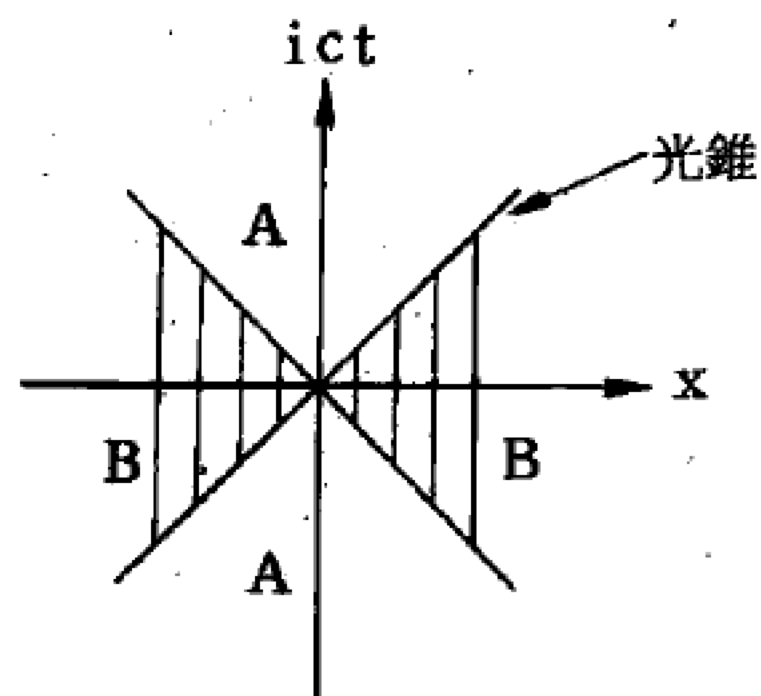


圖 6 — 77

光錐投影在x－ict平面上，將x－ict平面分成三個不同性質的區域。A爲時性區域，B爲空性區域。A與B之反接面爲光性區域

假若 $t=0$ 是現在時刻，則 $t>0$ 是未來的時刻，$t<0$ 是過去的時刻。

凡是代表事件的點，其投影在區域A內者，則它的位置四向量有下面的性質：

$$x^2+y^2+z^2-c^2t^2<0$$

這種四向量稱爲"時性向量"(*time-like vector*)。因爲

$$v=\left|\frac{\sqrt{x^2+y^2+z^2}}{t}\right|<c$$

v 爲將事件 (0，0，0，0) 的訊息傳至事件 (x，y，z，t) 所需的最低限度的速度，因爲速度 v 小於 c，故這種訊息的傳遞爲可能。也就是說，如果連結兩事件的四向量爲時性向量，則一定能找到一種傳遞消息的方法，將一事件發生的消息在另一事件發生的時刻以前傳抵這另一事件發生的地方。

反之，假若代表事件的點投影在區域B內者，其位置四向量的性質爲：

$$x^2+y^2+z^2-c^2t^2>0$$

這種四向量稱爲"空性向量"(*space-like vector*)。

所以

$$v=\left|\frac{\sqrt{x^2+y^2+z^2}}{t}\right|>c$$

因爲 $v>c$，但沒有一種傳遞訊息的工具其速度能大於 c，故無法

將事件（0，0，0，0）的消息告知在觀察事件（x，y，z，t）的觀測者。也就是說，若連結兩事件的四向量爲空性向量，則永遠沒有辦法將一事件發生的消息在另一事件發生的時刻傳抵這另一事件發生的地方。

若事件落在光錐上，則其位置四向量的性質爲：

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2t^2 = 0$$

此四向量稱爲“光性向量”（*light-like vector*）或零向量(*null vector*）。

因此

$$v = c$$

所以，若連接兩事件之四向量爲光性向量，則只有用光才能連繫兩事件。

【光學】（Optics）

物理學中一部分，專討論光的特性及視覺者。

十七世紀之末，牛頓（*Newton*）倡立“光之微粒說”。彼時，他已能對觀察到的許多現象，如光的直線性傳導、反射與折射作用等等，運用微粒說輾轉說明或給予臆說，後來都經證明並不正確。此外惠更斯（*Christian Huygens*）又寫了一本小册來說明他的“光之波動說”。惠更斯的波動說，歷一世紀以上，都不爲人所重視，這完全是受了牛頓在學術上威望的影響所致。而當時他對於光波的觀念，只知光線會在遇到稜角之處發生彎曲，而對於繞射作用的發現則尙在其後。對於光的發射，並不以爲有特殊的媒介，唯一認爲不可減少者爲“波動”（*wave motion*）。

1801年楊格（*Thomas Young*）就光線的另一現象——干涉（*interference*）作實驗。他在一短距離以外設一狹細的光源，光線於通過障蔽物的兩個裂縫以後，會在障蔽物後面的帘幕上，顯出一連串一明一暗交變的光帶，如圖6—78所示。他解釋這一現象，是光

線通過裂縫以後，在每一裂縫上各形成一新的光源，此二新的光波於抵達帘幕時，若彼此“同相”（*in phase*），則構成干涉而顯出增強的明線光帶，若彼此“異相”（*out of phase*），則破壞干涉而顯出暗線光帶。

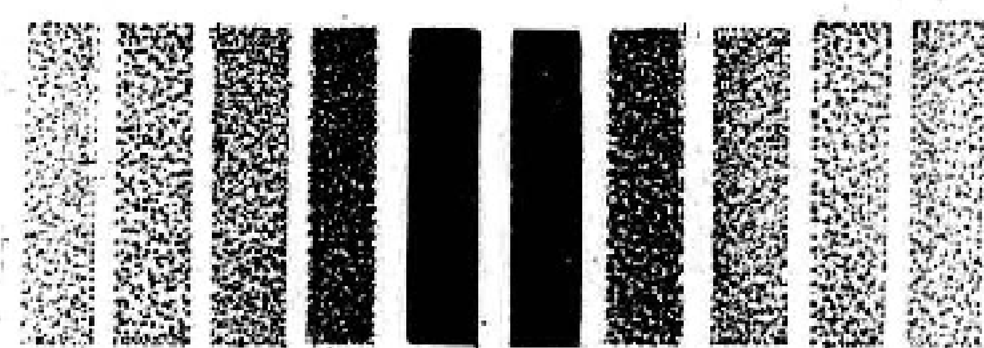


圖 6—78 楊格的光柵

楊格的實驗，只能用以說明惠更斯的波動說，也確定了惠更斯的波動說。同樣地，十九世紀有關光線繞射現象之發現，又支持了波動說的確實性。繞射現象只能藉波動說來作滿意的說明，而不可能用微粒說來圓滿地解釋。

二十世紀之初，又發現光線在投射到某些金屬的表面時，金屬表面會發射電子，即所謂“光電子”（*photoelectrons*），這現象被稱爲“光電效應”（*photo-electric effect*）。及至發現光電子的發射率，直接與打擊金屬表面的光線密度成正比時，光之波動說又成問題了。根據這一學說，用以產生光電效應的光線，其密度增加時，金屬表面所發射的光電子，其速度應該增加。可是這說法是不正確的，因爲雖然光線密度較高時，光電子的發射率（即每秒發射的電子數）會增加，但其速度與低密度光線所擊出的電子相同。牛頓的微粒說雖還可以說明電子發射率增加的原因，卻不能說明光電子發射速率不變的緣故。因此可知，兩種古典的學說，都不能適於光電效應的解釋。

二十世紀之初，浦朗克（*Planck*）和愛因斯坦（*Einstein*）建立了“量子說”（*quantum theory*），成爲解釋干涉、繞射及光電效應等現象的基礎，亦即提供了解釋光線作用與特性的一個共同基本理論。量子說認爲：光線和物質“能量”（*energy*）的轉變，只是一種抽象的“量”（*quantity*）之轉變，它與能量的頻率（*frequency*）成正比。光線以“能包”（*energy packet* 或 *bundles*）的形式存在，

此能包卽"量子"（*quanta*），每一量子稱爲"光子"（*photon*）。光子的能量決定於下列方程式：

$$E = h\nu$$

式中　E =光子的能量，單位焦耳（*joule*）。

h =浦朗克常數，等於 6.624×10^{-34} 焦耳／秒。

ν =頻率，卽每秒振動數。$\nu = c/\lambda$，c 爲光線的速率，λ 爲光的波長。

現代的觀念，則認爲光線的特性，具有微粒與波動的雙重性格，爲"量子力學"（*quantum mechanics*）的基礎。

光線與其他電磁現象的關係，經馬克士威（*Maxwell*）於1885年用數學說明。馬克士威的學說，認爲"電磁波"（*electromagnetic wave*）的能量，係平均分佈於電場及磁場之中。電場與磁場互成直角，且各與電磁波進行的方向互成直角，如圖6一79所示。

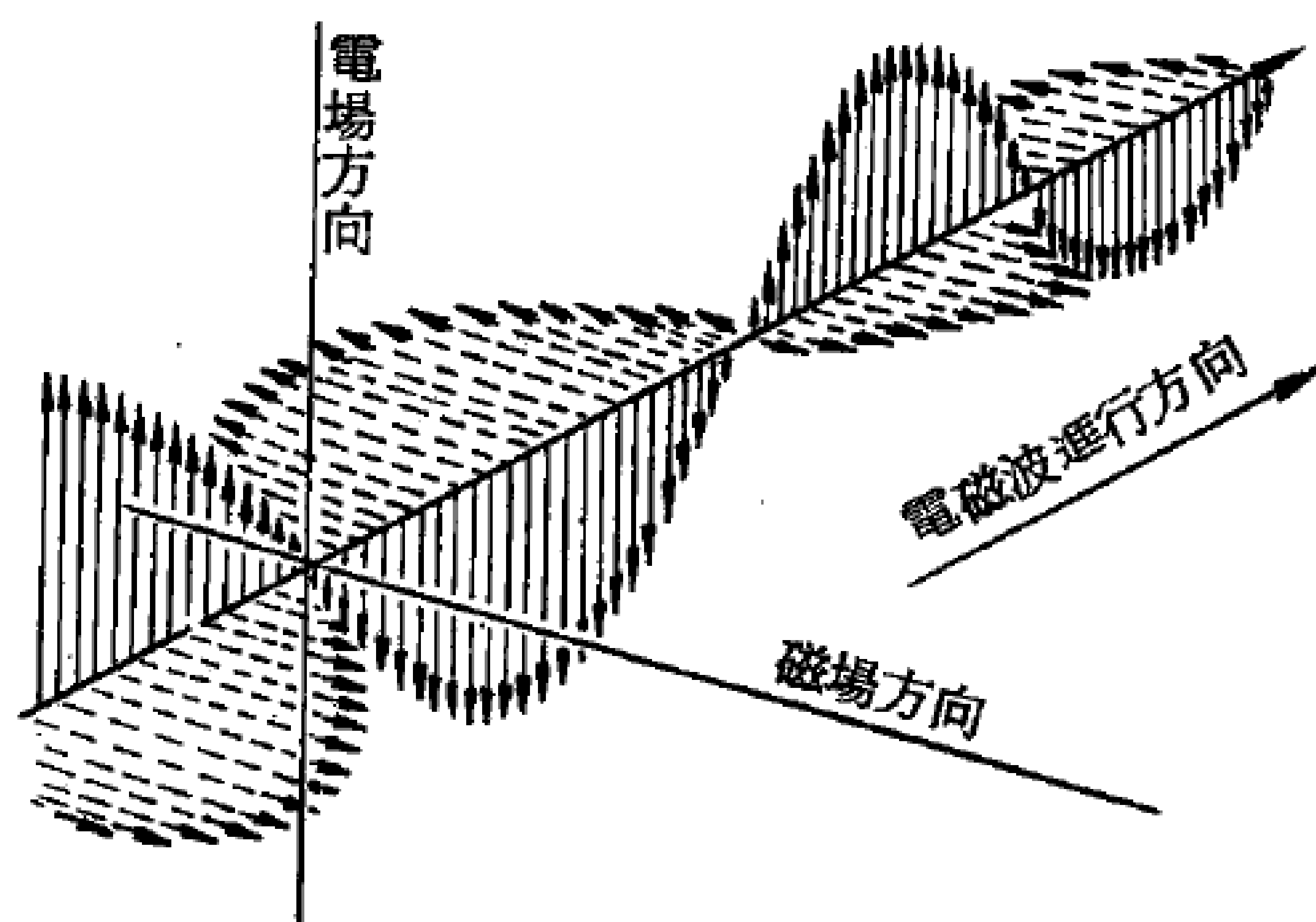


圖6－79
電磁波含有互成直角的電場與磁場，且與進行方向互成直角

1885年，赫茲（*Hertz*）以實驗證實電磁波學說，指出光波和無線電波的性質相同。事實上它們的特性由於波長的顯著不同而頗有不同。現在我們知道電

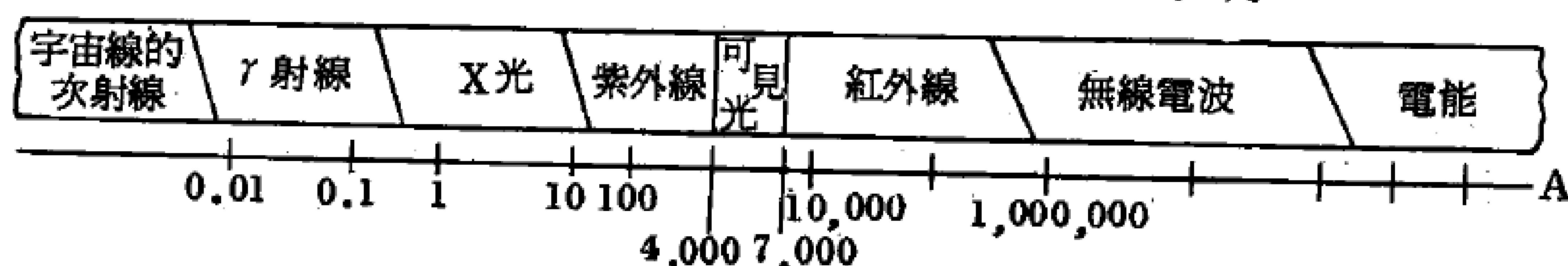


圖6－80　電磁波譜

磁波譜具有極寬的範圍，可適當地分列成八個波段，如圖6—80所示。光學範圍以內的可見光，能爲人眼所感受者，是一種電磁的放射能。

【光學之組合法】(Method of the composition of optical devices)

許多光學組合(以消色差的透鏡、稜鏡等等)以加拿大樹膠(*Canada balsam*)膠結。此乃一種樹脂物含有松節油，此油可因熱蒸發故有多種不同硬度的加拿大樹膠，有時須分別其爲硬的、中等硬度及軟的各類。

硬度大小可由黏度計(*viscometer*)測定之。實際上，軟的及中等硬度的均廣爲使用，且易在品質上過濾及潔淨之。

樹膠黏著程序乃在一厚鐵板中進行，鐵板置三腳上，由一環狀噴嘴由下加熱，此板覆一白紙片而透鏡組合(已潔淨)置此紙片上，且覆以一適當之蓋以免靠近玻璃工作。加拿大樹膠罐亦置於熱板上。當光學部分溫熱後，小量加拿大樹膠液用一金屬棒由罐中取出，且滴在凹透鏡組合的中心處，其他透鏡再置於加拿大樹膠頂上，且後者因以一軟木塞壓在透鏡頂上而流出一薄層，同時稍做轉動。在樹膠膜中之任何空氣泡可因此除去，各透鏡由中心加壓而黏接在一起，待冷，在邊緣多餘之樹膠可用蘸二甲苯(*xylol*)之織物擦拭之。

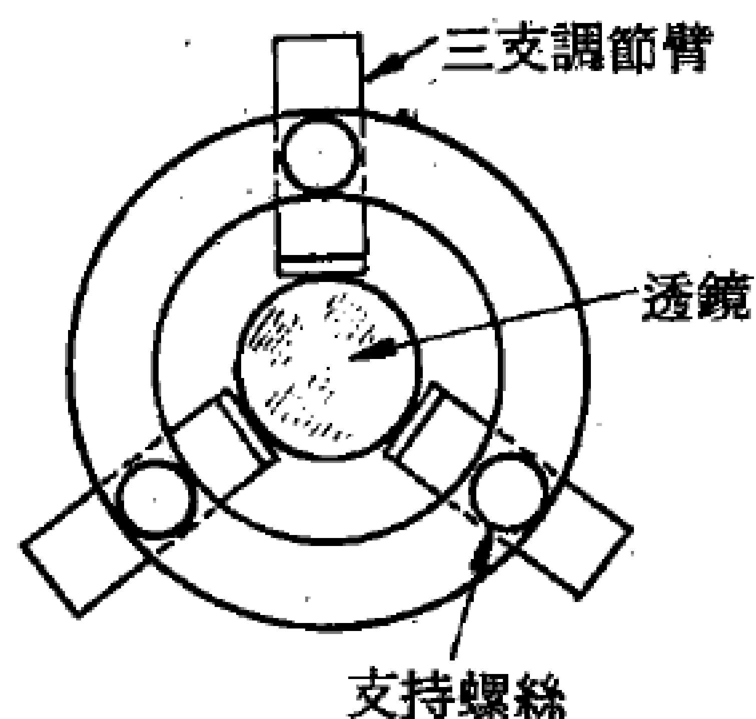


圖6—81
加拿大樹膠黏接臺架

烘烤程序必須相繼進行，俾其硬化此樹膠且避免各組合在自然條件下(即熱天候時)因溫度之上升而有移動。故黏接工作在一適當烘箱(電熱或煤氣熱)附一溫度計，連續烘烤一時間。對於軟加拿大樹膠此時間約爲70° *C*歷50小時，而中等硬度者40° *C*只須3小時足矣。然後由烘箱中取出再緩緩冷卻(約每小時降20° *C*)

，否則將用不適宜之退火完成之。

在烘烤期間，必須將此光學物件置一適當臺架上，俾免部分滑落，例如一三鉗車床夾頭（*three-jaw chuck*）型的臺架如圖6—81所示，最為透鏡工作者所樂用。

【光學系統之孔徑與光闌】（**Apertures and stops in optical system**）

通過一光學系統的入射光線受該系統中各種透鏡或其他零件的孔徑限制。因此，支持透鏡或各光學要件的框架都可視為光闌。此外，光學系統也可特別設計一種光闌以遮擋不必要的入射光線。

圖6—82所示的光學系統中包含有兩個光闌（或透鏡孔徑）S和T，設S'和T'是S和T兩光闌在物方（*object space*)的影像，即光線由右方穿過系統射向左方所成的像。

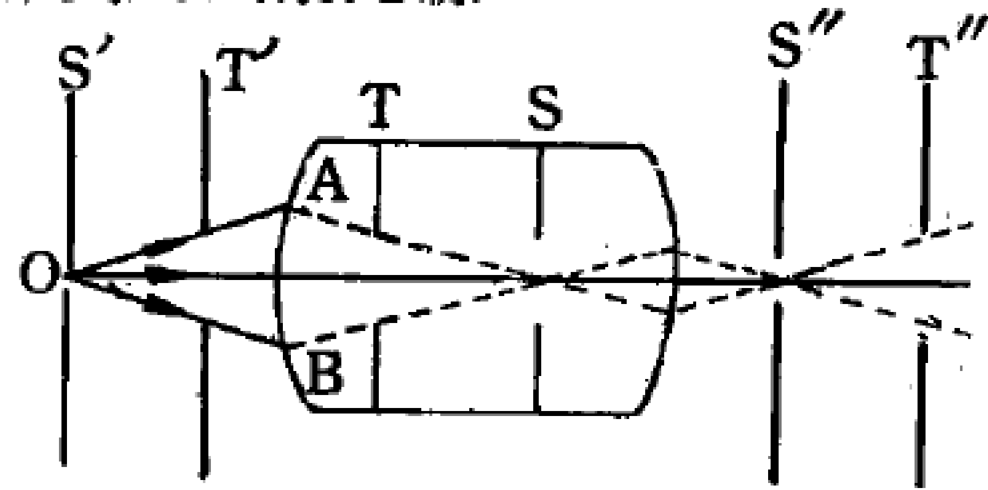


圖6—82 光學系統的光闌

若光線欲恰好穿過孔徑下，則必須在進入系統前先通過對應的影像T'。所以，自光軸上O點發出的光線若想正巧穿過系統，將只限於光錐AOB內者。這些光線以後的路程在圖中已用虛線表示。

上述自O射出的光線穿過光學系統時，受到光闌T的孔徑之限制，我們稱T為此系統的孔徑光闌。其在物方的影像T'，稱為入射光瞳（*entrance pupil*）；在像方（*image space*）的影像，即由左至右的光線形成者T''，稱為出射光瞳(*emergent pupil*）。

現設光線由光軸外一點P射來，見圖6—83。光線PQ穿過入射光瞳中心點者，稱為主光線。S'平面的視場將受S'孔徑直徑的限制，因此，超出R點（遠離光軸）的光線就無法穿過系統。實際限制視場的光闌

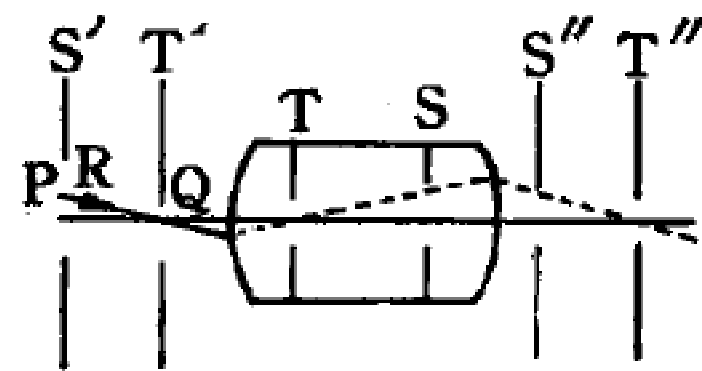


圖6—83 光學系統的光闌

S 稱爲場光闌。其在物方的影像 *S′*，稱爲入射窗（*entrance window*）；在像方的影像 *S″*，稱爲出射窗（*exit window*）。視場是入射光瞳中心點對入射窗所張角的度量。

假設物體平面並未與光闌影像重合，則所見視場邊緣將無明顯的界線，而此視場看來將有一中心特別明亮，有時稱爲眞場（*true field*），而外緣部分愈向外亮度愈弱，稱爲分場（*partial field*）的模糊影像。

放大率 m 的望遠鏡或雙筒鏡中，射出該鏡的光線與鏡軸的交角是光線入射時交角的 m 倍。所以，若角視場爲 θ，則射出光線的最大張角應爲 $m\theta$。視場與放大率的乘積稱爲明顯視場（*apparent field of view*）。廠商在製造光學儀器時，所設計的表觀視場，常常受到保持廣角光線的像差在可容忍限度內的實際困難之限制。

【光學投影之原理】（Principle of optical projection）

【Ⅰ】影繪式投影（*shadow projection*）

最單純的投影法。設點光源 P 與實物 O 間距離爲 a，P 與影幕 S 間距離爲 b，則有放大率 b/a 的像映在影幕上。光繞射的影響可以忽視之，但光源的面積與放大率愈大，像的鮮明度則愈小。因此需要使用面積小，輝度高的光源，並且普通都把放大率限於 10 倍以內使用。

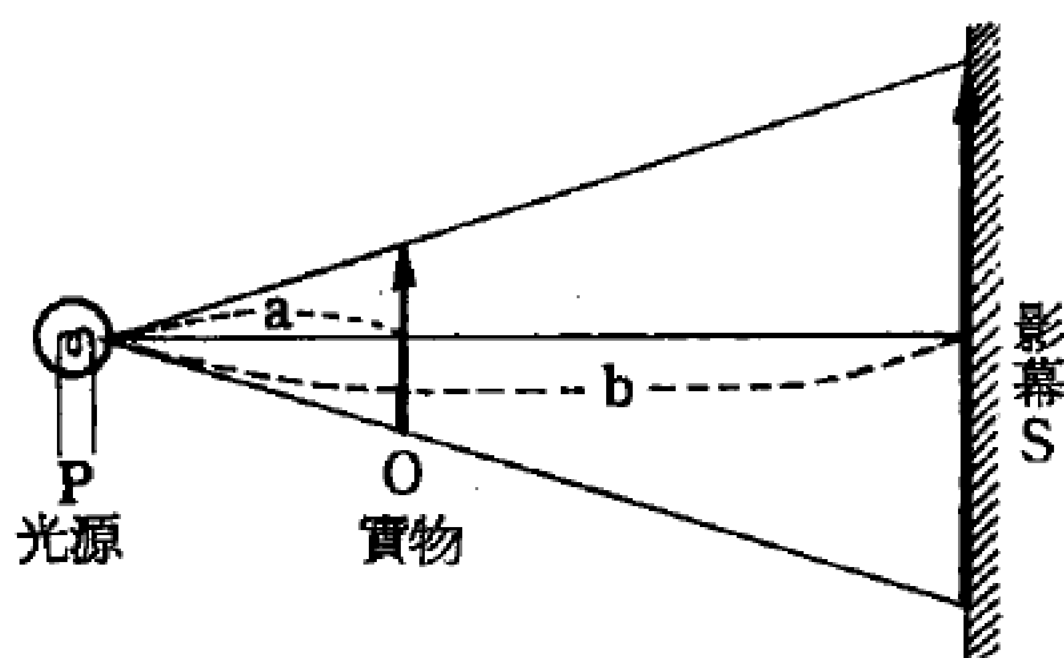


圖 6 — 84

【Ⅱ】透視式投影（*diascopic projection*）

1. 水平透視式投影——如幻燈片，將透明物體投影時使用的普通方法，裝置由光源、聚光透鏡與投影透鏡等構成。聚光透鏡將把光源像投影於投影透鏡的開口部，而投影透鏡將把置於聚光透鏡前物體的像

投影於影幕上。

設像的放大率為m，則$m=\frac{D}{d}$，又設投影透鏡的焦距為f，則$\frac{1}{f}=\frac{1}{D}+\frac{1}{d}$，因此$m=\frac{D-f}{f}$。普通$D$比$f$相當大，因此實際上可當為$m=\frac{D}{f}$。

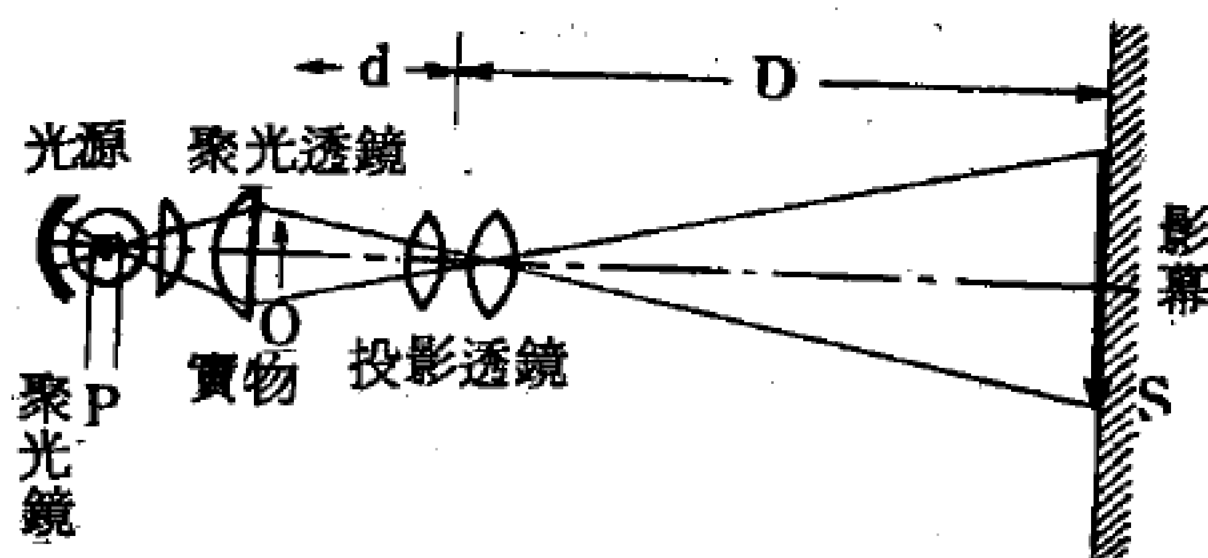


圖 6 — 85

2. 像的正立——影幕上的像為倒立像。有時，如在水槽投影的實驗，必須使像正立。像的反轉可使用臺形三稜鏡。但使用如圖6—86兩面平面鏡互相垂直方向配置的裝置較為簡便。此平面鏡應使用表面反射的鏡子，不過實用上也可以把良質的照相乾板玻璃後面鍍銀使用，但像的情形會差些。

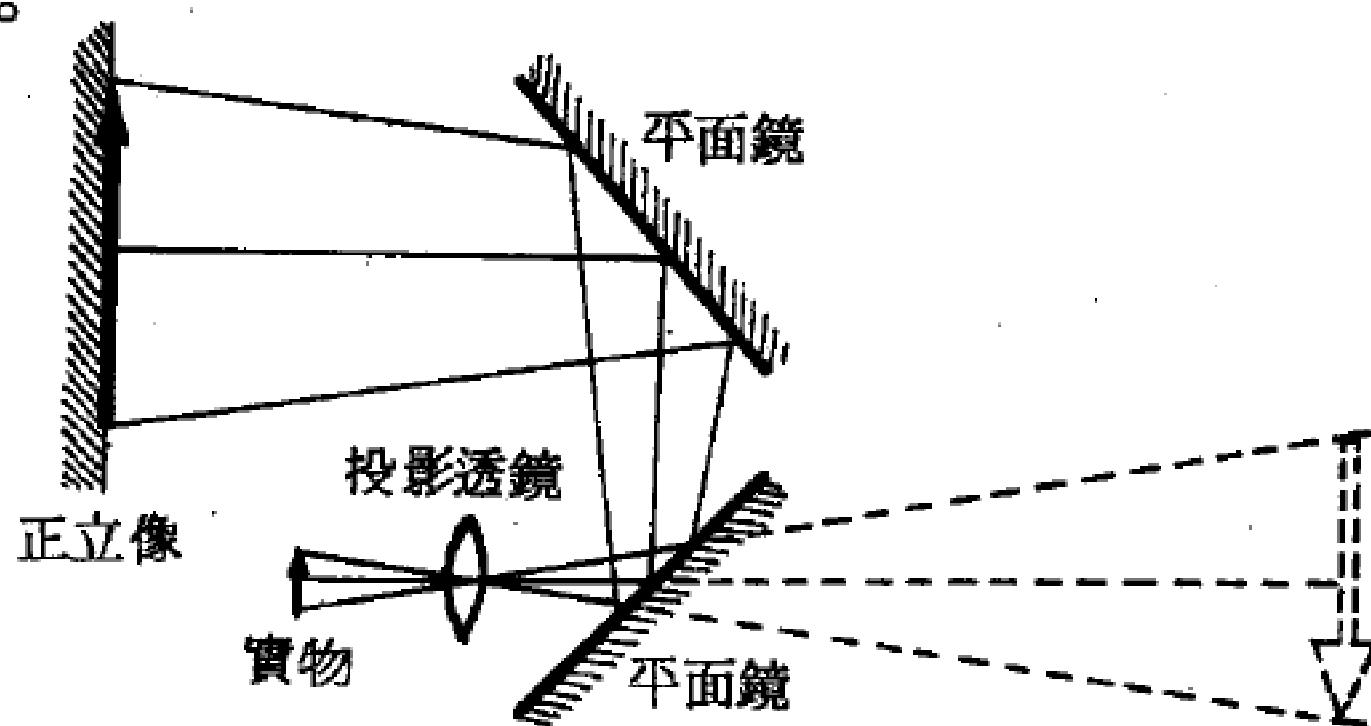


圖 6 — 86　像的正立

3. 鉛直透視式投影（*over-head projection*）——最近逐漸一般化的投影方式，用此方式投影，應使由聚光透鏡出來的光線以鉛直方向進行，而透過水平方向放置的物體，投影透鏡則在物體上方，並在透

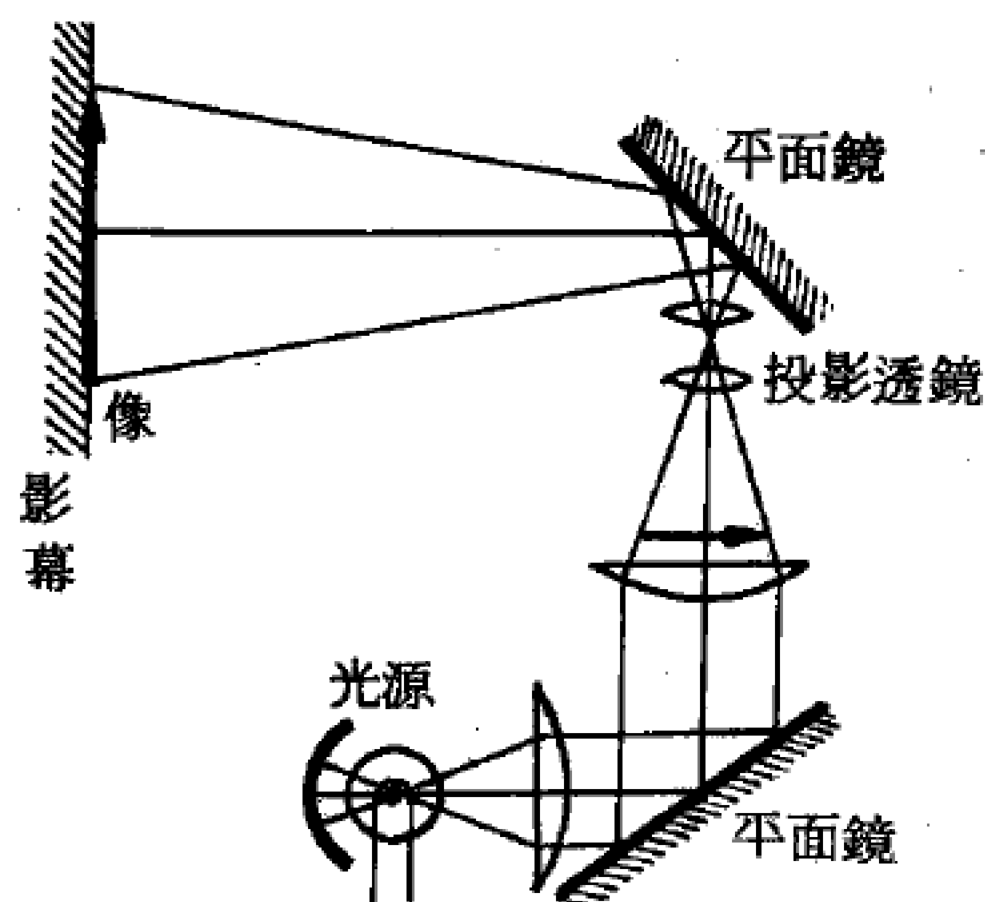


圖6 — 87

鏡上方置一約45°傾斜的平面鏡。

現成品有一種使用夫累涅爾透鏡爲聚光透鏡的大投影面投射器。也有講義用投射器，敎師用油鉛筆寫在塑膠紙或玻璃紙的字或圖，將經過敎師頭上被投影到背後的影幕上。

【Ⅲ】反射式投影（*episcpic projection*）

以實物幻燈機名稱，自始即常使用作不透明物體表面情形投影的方式。使用強烈光源照射水平方向置放的物體，經上方的投影透鏡及45°傾斜的平面鏡在影幕上結像。實物幻燈機因物體大小比幻燈片大，需強力光源（約1 *KW*），需焦距大（約25厘米）且明亮的透鏡，以及需強制冷卻系統等，將爲較大型的儀器。

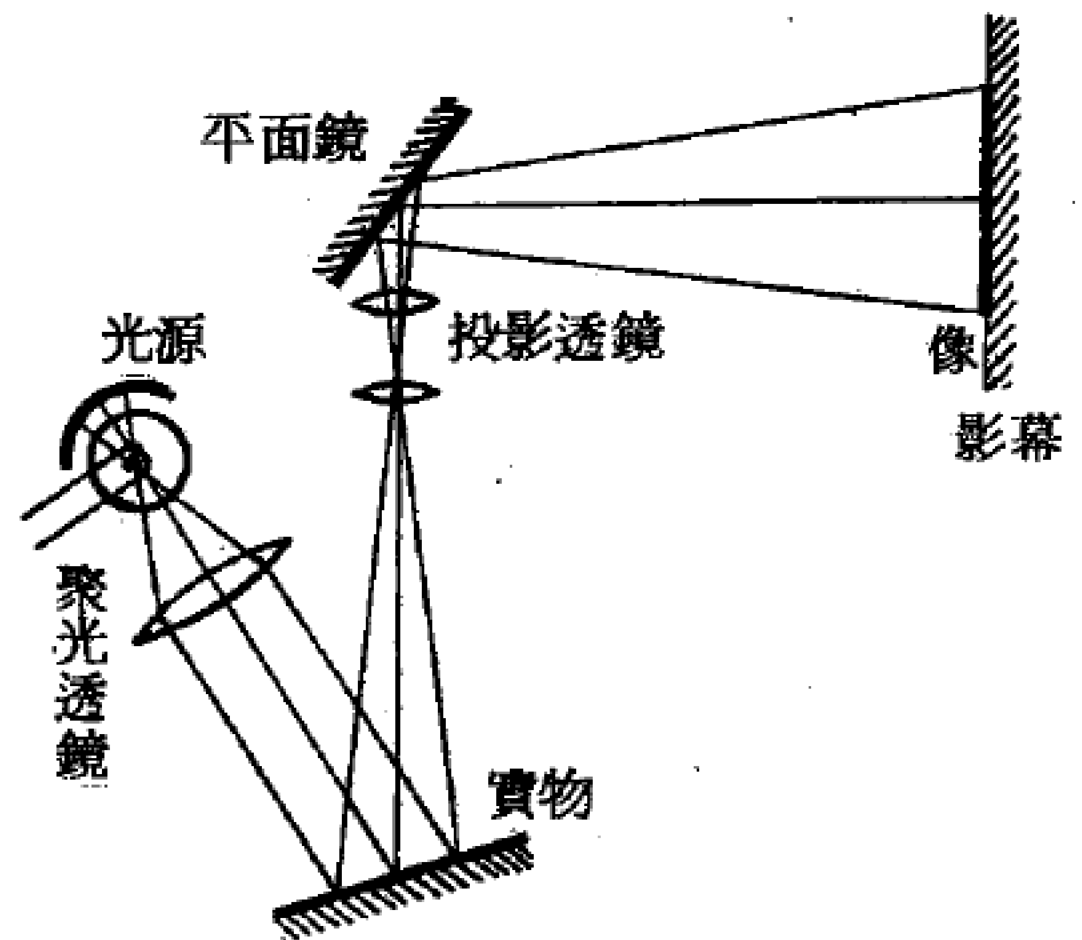


圖6—88

【光學放映器】（Optical projector）

光學放映器有多種用途，茲略述如下：

1. 透明物之放映（例如幻燈片、電影片等等）。
2. 不透明物之放映（即實物放映機 *episcope*）。
3. 探照燈及車前燈。
4. 工業上之放映機（爲儀表及螺紋測驗用）。
5. 物理實驗（如放映光譜、偏振實驗、干涉實驗等等）
6. 微小物體之放映（即放映顯微鏡）。
7. 燈塔放射系統（信號燈、海燈）。

對於第1項，最簡單（雖無效力）的放映一透明物體在屏幕上的玄法是使用圖6—89中所示之裝置，其中一強力擴散光源（例如一磨砂

電燈泡）、照明幻燈片及一適當透鏡放映一物像在一屏幕上。若如此實際操作，立刻注意在屏幕上的照明十分微弱，即使在一短距離的放映，再者，均勻性亦可能不佳，且繫於磨砂玻璃之擴散的均勻性。

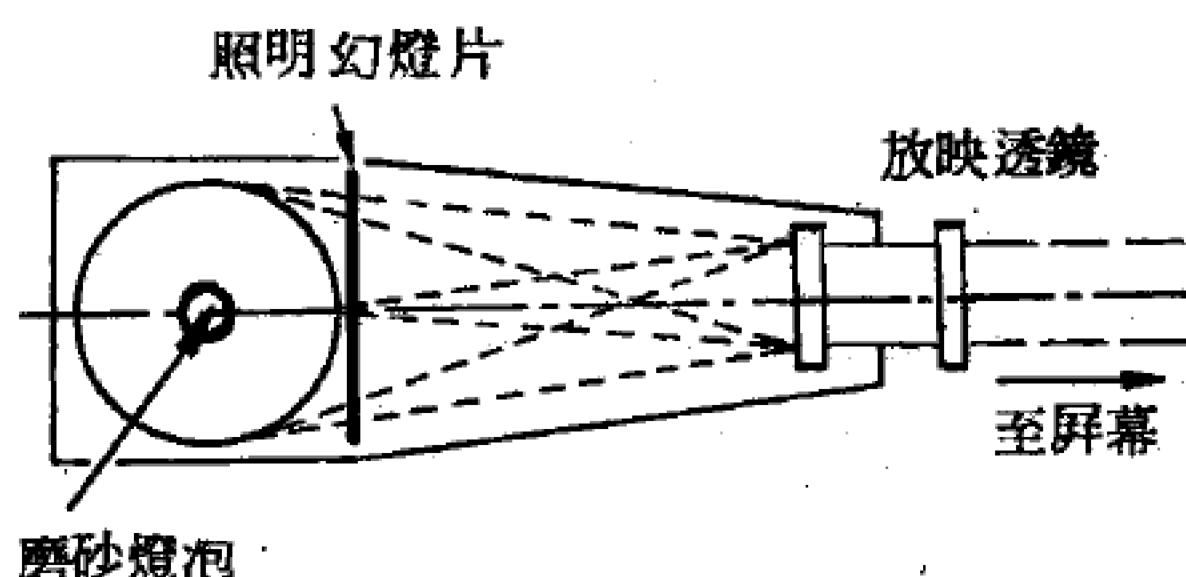


圖 6 — 89

有一種更滿意的放映法，自然也是更適用的一種，即使用一高強光源，且由光源用一透鏡或再加鏡系統可聚集更大的光圓錐，然後將所有此等光線穿過放映鏡而達屏幕。透明物標緊接安置在集光透鏡系統處，而且藉放映透鏡在所欲之放大率時在屏幕上造成物像。在此方式中可在屏幕上有更大更強的照明，有時需要5呎燭光（*foot - candles*）始得適度的視覺。

今在圖 6 — 90 中，在本系統中對此實際應用做一說明。聚光透鏡（或凝光鏡）之面積 $=\pi y^2$，而 $y=r\cdot\sin\alpha$，此面積等於 $\pi r^2\cdot\sin^2\alpha$。

故經此聚光透鏡所得之光線之固體圓錐爲

$$\frac{\text{球面積}}{\text{球之半徑}}=\frac{\pi r^2\cdot\sin^2\alpha}{r^2}=\pi\sin^2\alpha$$

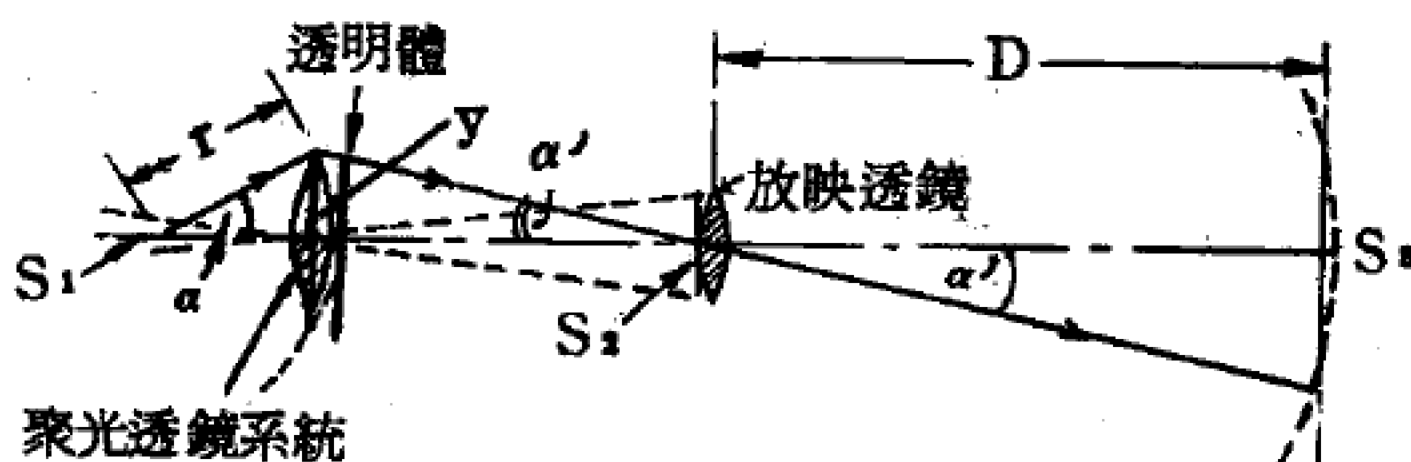


圖 6 — 90

若 B 爲光源之內在亮度（*intrinsic brightness* 即單位面積之照明）及 S_1 爲其面積，則由聚光透鏡收到之總光量爲 $B\cdot S_1\cdot\pi\sin^2\alpha$。

今在放映透鏡造成之光線固體圓錐爲 $\pi\sin^2\alpha'$。在 S_2 之內在亮度

爲$B \cdot t_1$，此處t_1爲聚光透鏡之透射因數;且若S_2爲光源物像之面積，則在放映透鏡上所得之總光量爲$B \cdot t_1 \cdot S_2 \cdot \pi sin^2 \alpha'$。

因離開放映透鏡之光線角度與進入者之角度相同，面積S_3爲在距離D被照明之屏幕之面積則爲$\pi (D \cdot sin\alpha')^2$。

故抵達屏幕之光量爲$(B \cdot t_1 \cdot S_2 \cdot \pi sin^2 \alpha') t_2$，此處$t_2$爲放映透鏡之透射因數。

故在屏幕上之照明度爲：

$$\frac{B \cdot t_1 t_2 S_2 \pi sin^2 \alpha'}{\pi \cdot D^2 \cdot sin^2 \alpha'}$$

$$= \frac{B \cdot S_2 \cdot t_1 t_2}{D^2}$$

故易見屏幕之照明度直接比例於光源之內燦爛度及其面積，而對聚光透鏡及放映透鏡之透射因數(大多數場合中均保持不變)程度較小，唯與距離之平方成反比。

此外由以上之求算顯見更重要的條件，第一是聚光透鏡的位置及焦距應儘量由光源取得更大的光之固體圓錐；第二是光源的物像大小應“能完全充滿放映透鏡之鏡徑”。

【光學玻璃】(Optical glass)

玻璃之製造溯源甚早(在埃及約爲紀元前2500年)，但“光學”玻璃則直至十九世紀後半葉始有所聞。

但現代玻璃中可開列八十種不同的光學玻璃，且難於一時瞭解何以需要。答案可在事實上求得，即若對玻璃有更大選擇時則光學的設計是能產生更佳且更爲改進的各種類透鏡。

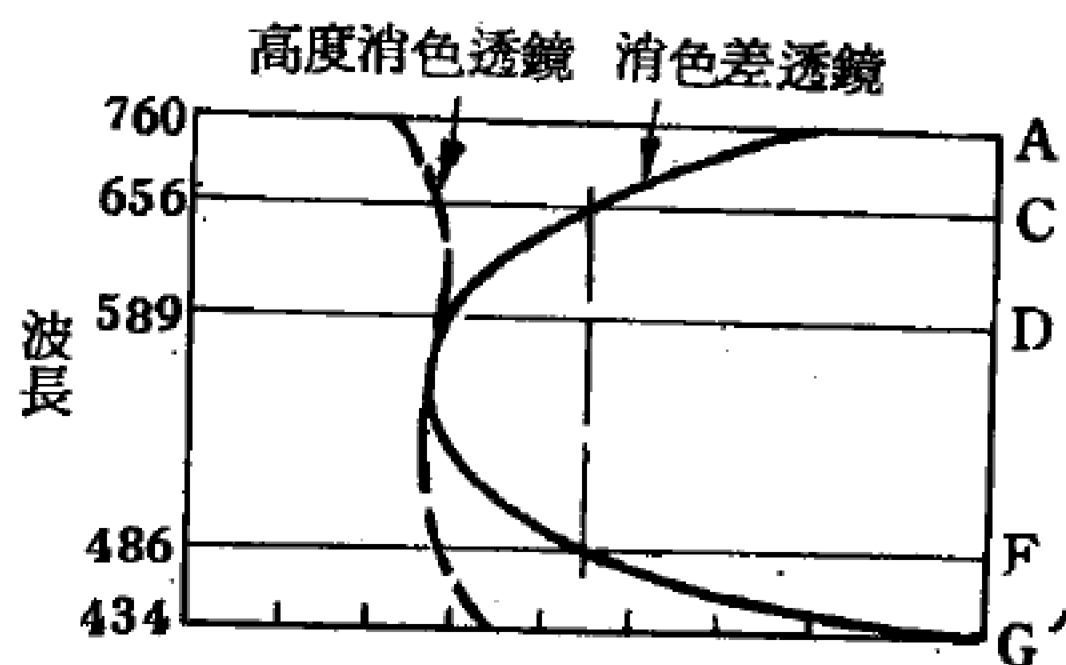


圖6—91 色像差

其優點可略述爲：

1. 透鏡系統之色像差可用二或更多玻璃作爲其組成分而大量削減，如圖6—91所示。

2. 球面像差及彗形像差，若選用適當的“一對玻璃”便可同時矯正之。在圖6—92中球面像差之描繪曲線爲縱坐標而透鏡之各種“彎曲度”爲橫坐標，則得著名之拋物線；但若適當的選擇玻璃，此拋物線可除去，且依水平軸而下落。例如對一硬質冕牌玻璃與一密質火石玻璃組成其球面像差曲線與軸交叉處彗形像差有一可觀的正或負值，然而一由中等鋇冕牌玻璃與一密質火石玻璃組成之物鏡，則得一球面像差曲線觸及零軸幾與彗形像差而交之位置爲同一的點。

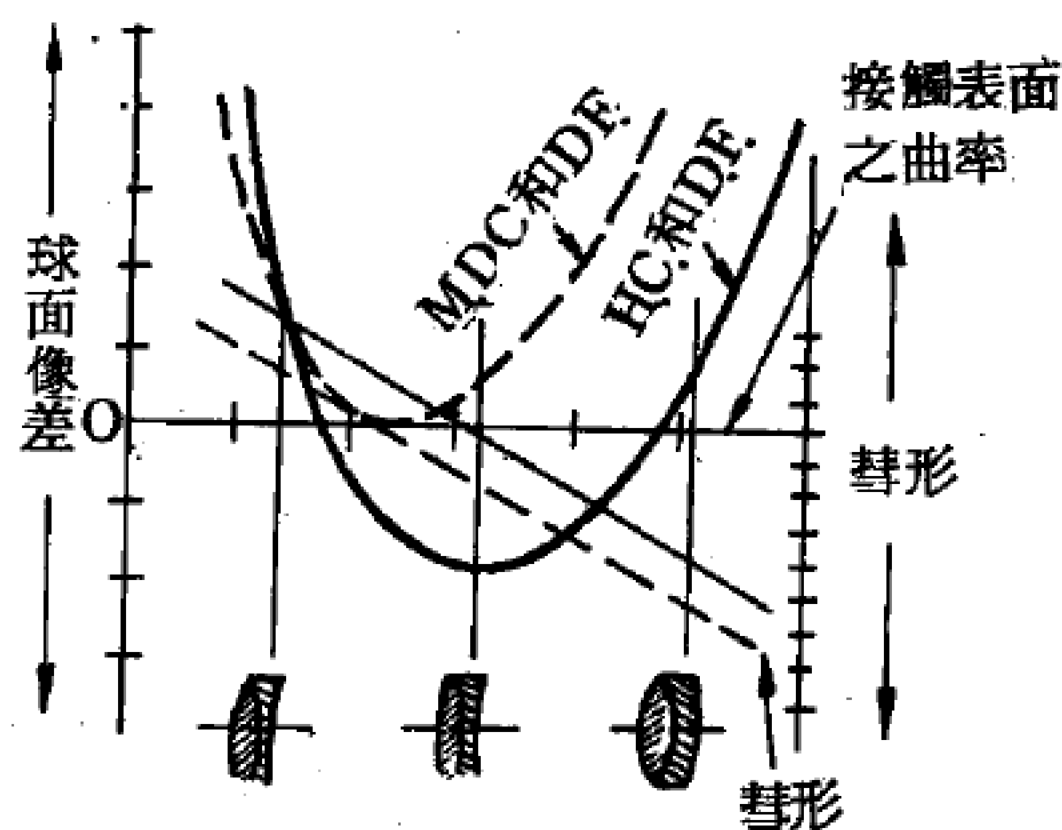


圖 6—92

3. 光學玻璃廣大變化的效果對照相透鏡之設計幫助極大，對於無像散性可大爲減少，且使視場的曲率更爲平坦。

4. 在顯微鏡中高度數物鏡、透鏡之半徑極短表面往往引起區域性球面像差，此像差極端難以矯正，但選用玻璃之對消色差組成其 *v* - 值（*v* — *value*）有巨大差別者，則其曲線可變淺且區域性球面像差稍少發生。所以使用材料諸如螢石（*v* - 值＝95）與一極密緻火石玻璃（*v* - 值＝33）組成一或多個消色差組合可應用在顯微鏡物鏡中。

【光學玻璃之均勻性】（Homogeneousness of optical glass）

可能在熔融物中有局部區域未將混合物攪拌均勻，則產生脈絡或輝紋（*striae*），猶如糖漿中混有水的情形。此種輝紋顯示折射率之不同，且至小數第三位的2或3之值。

偵測如此缺陷的方法，例如氣泡及其他不溶解物質之小污點，乃置樣品在會聚之光柱路徑中，見圖6—93 。一個大而正確校正之透鏡L，在眼睛平面內形成一小孔或一不透明光闌之物像。物像直徑應約為3至4mm。故眼睛將看見透鏡之全鏡徑均勻充滿光線此其一場合，或均勻的黑暗此其另一場合。若各圖均已磨光之樣品置於距眼睛約10吋處，任何缺乏均勻性將由呈現黑暗或明亮線紋（視所用之法而定）在玻璃中而顯露。若在若干點P處周圍折射率有局部的變化，則光線將由原來路徑中偏向，且在反襯中之變化將不難察出。



圖6—93　均勻性測驗

【光學玻璃之清潔法】（Method of cleaning optical glass）

光學表面之高度清潔情況在光學工作中極為重要。當透鏡及稜鏡均安置在儀器中（尤其後者封閉或不透空氣時），則其首要之事乃玻璃表面應完全清潔。不僅此事減少光線之損失，且可長期使表面不污染而保持潔淨。

在一空氣-玻璃表面上因反射而損失之入射光往往在4～7%，玆列表如下：

望遠鏡型式	反射表面數目	反射之損失
伽立略式	4	15%
天文用	6	22%
地上用（具正立透鏡）	10	33%
稜鏡式（雙稜鏡）	10	33%

故若玻璃表面不甚透明潔淨則每一表面上增加5%或更多的損失，因此結果將有上表中雙倍的損失量，故透射之入射光線如以一稜鏡式雙目鏡為例僅有三分之一的量，故要強調光學儀器之須有眞正潔淨的表面

。

第一步清潔光學工作爲除盡表面上之任何痕跡油脂。以苛性鉀溶液浸洗玻璃或以苯揩拭玻璃表面最佳，然後應以肥皂及水洗滌（手指上之中性油必須不接近表面且最好戴橡皮手套），再用蒸餾水冲洗之，然後用一塊清潔（洗滌充分）之麻織物拭乾，再以50％硝酸溶液輕輕拂拭，自應再冲洗表面一次。最後以酒精輕拭表面並以另一塊洗滌乾淨的麻布拭乾。

對於在洗滌程序最後操作應以一塊新切的老木髓（*pith*）輕拭。

測驗清潔操作後，玻璃表面上是否仍留存任何污染時，可在該表面上輕輕呼吸而測驗之，因在此場合，呼吸將凝聚一薄層之水，在表面上成一薄膜，但若表面"眞正"潔淨，水蒸氣將凝聚一時，均勻之水滴所成之膜十分的模糊不清，且有一印象即呼吸並未"觸及"此表面。

瑞立及貝克爾曾說明若一吹管火燄之頂尖掃掠過所謂清潔表面時，於是此表面如果爲清潔的將不發生呼吸的顯示。

當光學部分在儀器內係封閉的以免受氣候等等的影響，則表面有時變得"朦霧"或"有膜"，縱使事先確曾清潔處理過（此事最好測驗其在所用之相反方向由光源看儀器）。

使表面有"朦霧"之成因如下：

1. 主要原因爲溫度及濕度之變化。
2. 在儀器中之潤滑油發出揮發成分凝聚在表面。
3. 用鋁做的儀器器身放出金屬孔中所含之水蒸氣。
4. 玻璃表面不完全潔淨（卽若干污染成爲凝聚濕氣的核心）。
5. 玻璃自身之不安定狀態。

尙有若干困擾乃所用潤滑劑中所含之酸須加注意，且儀器之管身亦應完全乾燥，已示明大多數困難與在玻璃表面上澱積的細小球形小粒有關，可以在裝置儀器前儘量小心清潔光學玻璃之表面。

在某些場合，“朦霧”可用含50％酒精、45％水及5％硝酸的溶液浸泡玻璃半小時而除去之。

【光學玻璃之製造】(Production of optical glass)

光學玻璃之製造爲高度專門製法，不可與其他形式玻璃如平板玻璃或玻璃器等之製造相比較。因均勻度之高標準及淸除內在應力均爲光學工作所需要的條件，茲略述有關製造光學玻璃之技術各端如下：

砂爲熔融物中之主要成分，但必須選用不含鐵分的。其他成分如鉀、鈣、鉛、鋁、鋇、硼等等（一般做氧化物形狀）均經嚴格選擇，且仔細混合及徹底均勻。然後全部裝入一圓頂型坩堝或有口缽中，俾便攪拌，將溫度升至約900°C直至成爲液態爲止。必須維持此液態直至全部“放出氣態”終止，且繼續攪拌至全部氣泡均消除。

在冷卻後，玻璃料便產生，可準備敲碎成各種大小尺寸之玻璃塊，再加熱及壓成平塊，然後檢查是否模糊不淸、是否有雜塊大氣泡、結晶現象等等。最佳部分，有時僅及全量的四分之一，再加熱此即退火時間矣。

退火程序即經某種溫度範圍而極緩慢的將物料冷卻之。對於“冕牌”玻璃，乃在500°C及350°C間，而“鉛”玻璃極敏感範圍，僅在400°C及350°C間，如此則可防止物料之外部已固化，而其內部仍熾熱。一般冷卻便發生此現象，如此則在玻璃中遭致可觀的內應力。

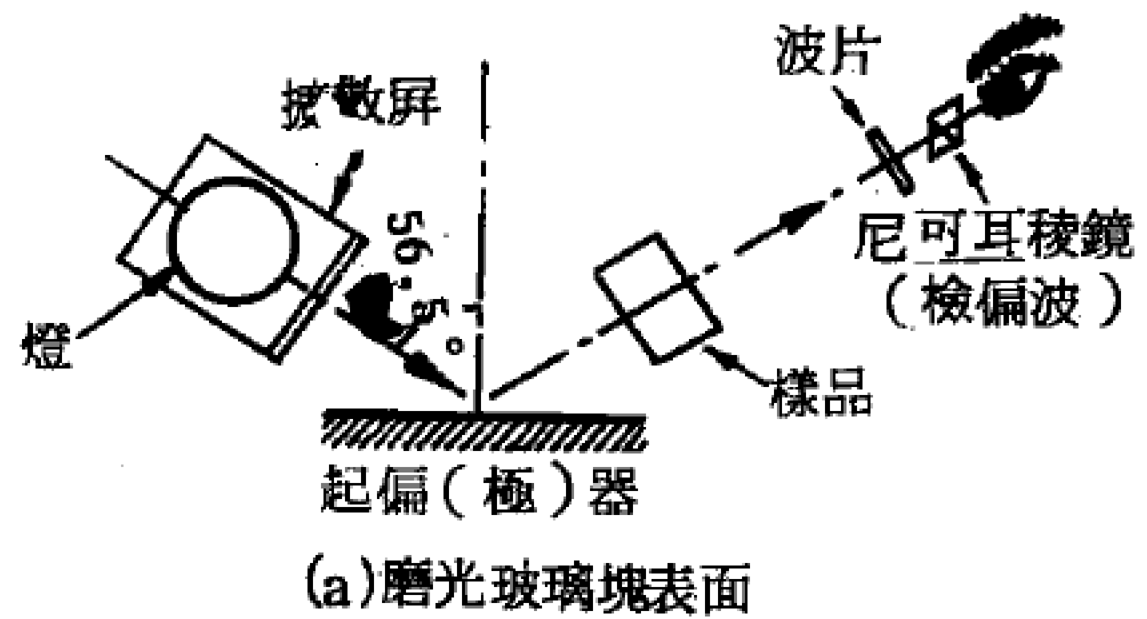
【光學玻璃應變之測驗】(Test of strain of optical glass)

檢查一玻璃樣品之應變（*strain*），其常用方法是在偏振光鏡（*polariscope*）中置此樣品在光線路徑內（見圖6－94）。經交叉尼可耳稜鏡（*Nicol's prism*）視場變成黑暗，樣品在其自身平面中旋轉。應變乃被光線之透射在黑暗場中呈現出來，且由灰、黃、紅等等指示出應變之量。

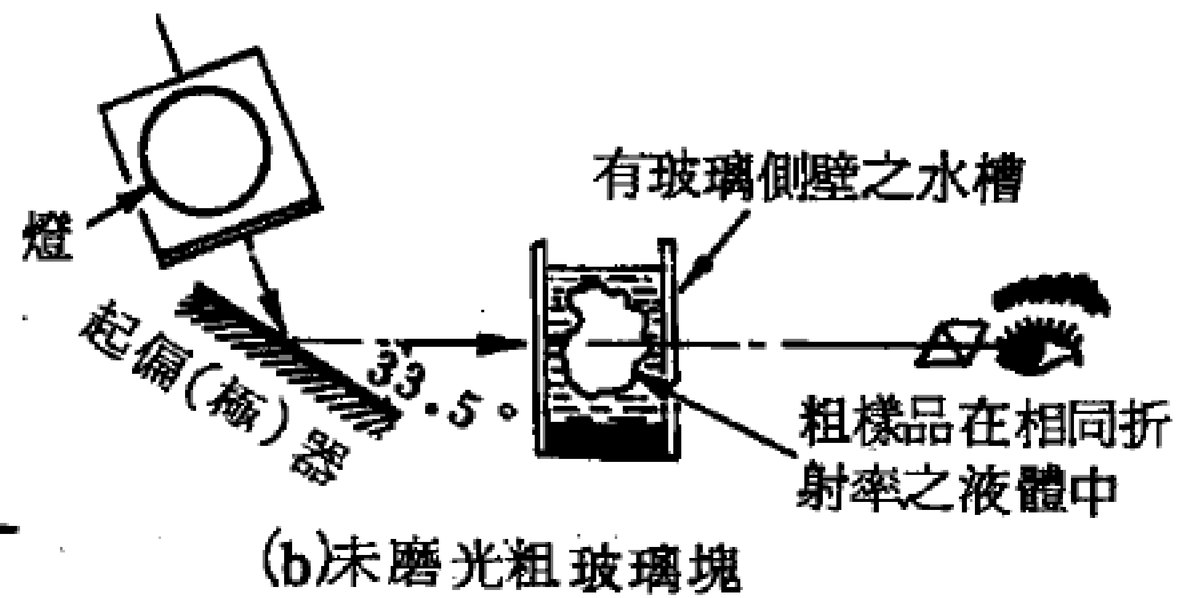
一塊玻璃顯示無明暗或弱灰色便適於光學的目的，但任何看似一閃

亮視場或任何顏色痕跡均顯示退火程序欠佳不可使用。

此等測驗若在檢偏鏡前再裝置一雙折射物質之薄片則更增加靈敏度。其薄度應是對D光線減速爲一波長。視場之產生一紫色，易見在減速中輕微的變化將產生顏色的顯著變化。例如在減速中變化0.1μ則不得橘黃色即爲亮藍色。



(a)磨光玻璃塊表面



(b)未磨光粗玻璃塊

圖 6—94　應變之測驗

【光學組合】(Optical combination)

光學組合是一項設備，藉此可以排列裝置透鏡，它的次序和距離，可以互相更動的。一切可裝配於這光學組合上的配件，均在光學器材箱中：透鏡須裝入於滑動套內，藉此可推入共同裝配的滑動套筒。

圖6—95 指出透鏡和節光圈，如何裝配於兩滑動半圓套構成的滑動套上。

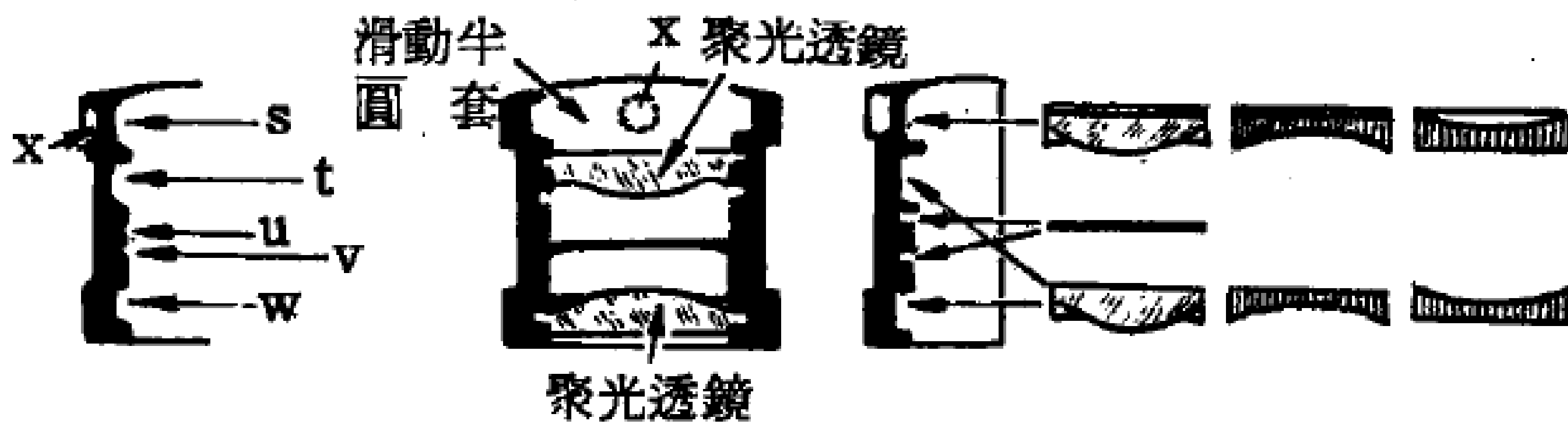


圖6—95

在一凹槽處s是與有x標誌的孔在一端，若不是有一散光透鏡以及一小節光圈，即有聚光透鏡，連同固定環和一小節光圈的位置。在凹槽t和w中，若不是裝配散光鏡，即是裝一聚光透鏡，連同固定環，而溝槽u和v則供裝配小節光圈或薄片以及圓形片等。

擧出的例證是一兩透鏡的放大鏡，它是由兩聚光透鏡，中間裝有7.5公分的節光圈所構成。因爲透鏡距離有 4.1 公分，故總焦距有

16.6公分且放大率為15。

【光學實驗】(Optical experiment)

在日常經驗中，光就是要“看東西”，但將此予以有系統之研究，而進展到作爲自然科學之對象，這種演變之事實是顯而易見的。另外，與人類感覺分開作爲自然現象而確認其存在，其所經歷之時間似乎相當長久，即使在力學等部門之理論已達到了相當的程度。但對於“看東西”這回事仍然相當陌生，到底“光”是由眼睛出來的視線掠取到對方，或是由對方所發出之微粒飛奔入眼睛才是？人們從未有過這種主流的想法。

在那樣的時代中，能由空洞的想法脫韁，而把光作爲自然現象予以整理並記述者，實應歸功於亞力山大學派之另一貢獻，西元二世紀，杜萊明正確地立下直射、反射定律，連水中光之折射亦是，他以周圍刻劃有角度分量之圓板使它一半沉入水中，將光路變化之讀數記錄下來，從入射角10°到80°每隔10°將其變化之折射角記錄，即以現在之知識來看，其誤差範圍亦不過百分之幾而已，但是當時，對於“視線”與“光線”之區別，似乎仍沒有搞得很清楚。

經過了長時間的空白之後，十一世紀在那時爲阿拉伯領域之西班牙，阿魯哈仙將杜萊明之裝置改良，用來測定折射角，在各角度相差不很大的間隔時，知道了入射角與折射角約略有一定之比例。另外正確地求出球面鏡焦點之位置關係，接著也研究出透鏡型玻璃球之聚光性質，開始正確地瞭解眼睛機能，而把它當作光學儀器來掌握，將眼睛之各部分命名，其名稱即使到了現在，我們仍在沿用他所著述之“光學寶典”，給予後世甚大之影響。

將光作爲自然科學來研究，到了魯廼桑恩時，更有了飛躍之進展。自十六世紀後半起，義大利之柏魯特發現了現在所稱“針孔照相”之原理，德國之蓋普拉對於折射光學貢獻良多，遺留下“魏特洛之追加”(

自七世紀左右起，即採用之光學教科書）、"折射光學"等著作，除了折射角之外，他對於投射在透明體中之影像位置變化亦正確測定出來，並確認同樣是角度之比，並非一成不變，蓋普拉之另一工作，乃是利用不完全形態之折射法則，鑽研通過透鏡光線之折射路徑並作圖表示出來，這麼一來，焦點之位置以及所形成之像，大致可以正確表示，用以說明球面收差之事實，聞名之蓋普拉型望遠鏡，即由此構想設計出來，另外，他提出視覺乃是由於水晶體網膜上之影像所產生之說法。

蓋普拉之構想速為義大利之西乃所採用，很快地就作出了蓋普拉型望遠鏡。看到了太陽黑子，又將牛之眼睛挖出後，把後側之膜拆開，看到了在網膜上所攝取到的倒立影像。西乃從事此項研究，證明了眼睛所具有之光學機能。

約與蓋普拉同一時代之伽立略，他由實驗證明了光的速度並非無限，他想把這方面的研究予以歸納、整理之研究方法，即使時至今日，跟著他那樣做也是沒有錯的。

到了十七世紀，針對光的本質，由接二連三的實驗來發掘出問題，葛理馬爾第對於太陽光譜，影像邊緣之折射光干擾圈、折射紋路等，以及用同樣反射面作出光譜，另外還觀測羽毛等之折射現象，他以波動論為基礎，嘗試著來解釋這些現象，他的所作所為，給後來之虎克、牛頓甚大之影響力。

自十七世紀後半至十八世紀這一段時間，研究工作更有系統的推展開來，虎克針對薄膜顏色之研究，覺得不能完全地由單純的想法解釋得令人滿意，因此加上了波動論之原理加以研究。

牛頓因受到這方面的激勵，其研究的前半部分，著重在光學現象，他的收穫有"光學"等著作，他所從事之研究始自"顏色"，證明顏色不過是由光而產生的，亦即色為光之附屬物而已。在這些過程中伽立略亦跟進；他證明了何謂臨界角及其大小，另外也由實驗證明出，彩虹在

某一定之方向才能顯現之道理所在。

牛頓圈數量之多寡，說明了色干擾之過程，他不拘泥於粒子說，也不願意假設，僅將事實應用當時物理學已經證明無誤的理論（例如力學），嘗試著給予完整之解釋而已。

但自惠更斯、楊格開始，又提出了以縱波來解釋波動現象，在十九世紀初，傅立葉所完成之波動論，將包括偏光現象之所有光學實驗結果，予以完整之解釋。從那個時候起，以迄進步到目前嶄新的光粒子論，其間光學實驗之各種成果眞是不勝枚舉。

【光學實驗臺】（Platform for optical experiment）

此處所述之一種光學實驗臺在實驗室中十分適用；結構簡單且相當精確，對工業及商業工作上均有價值。圖6—96即此實驗臺之一般情形，乃一鋼製米尺，以垂直平面支承，沿此平面有其他全部必備之滑動裝置。一組裝置如圖6—97中所示有十字線物標、透鏡之握柄、玻璃座屏、目鏡等。應注意所有此等裝置可迅速由鋼尺上直接讀出刻度，而無任何可察覺的誤差。在必須更精確的讀數時，則可使用一校正桿。透鏡握柄之設計在支持稜鏡能在任何普通實驗情況下工作，故對於實驗工作適於透鏡之廣大範圍。

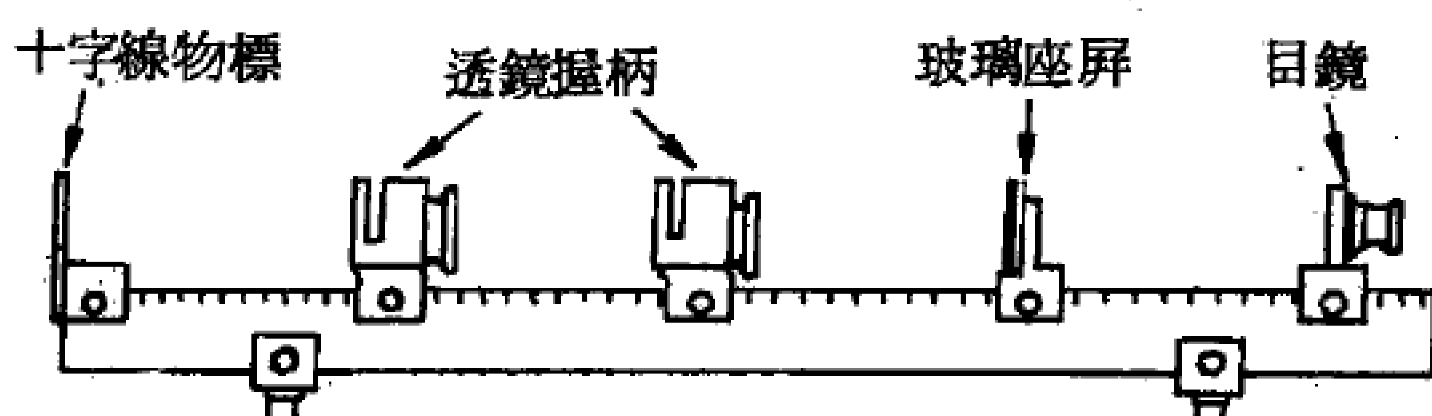


圖6—96

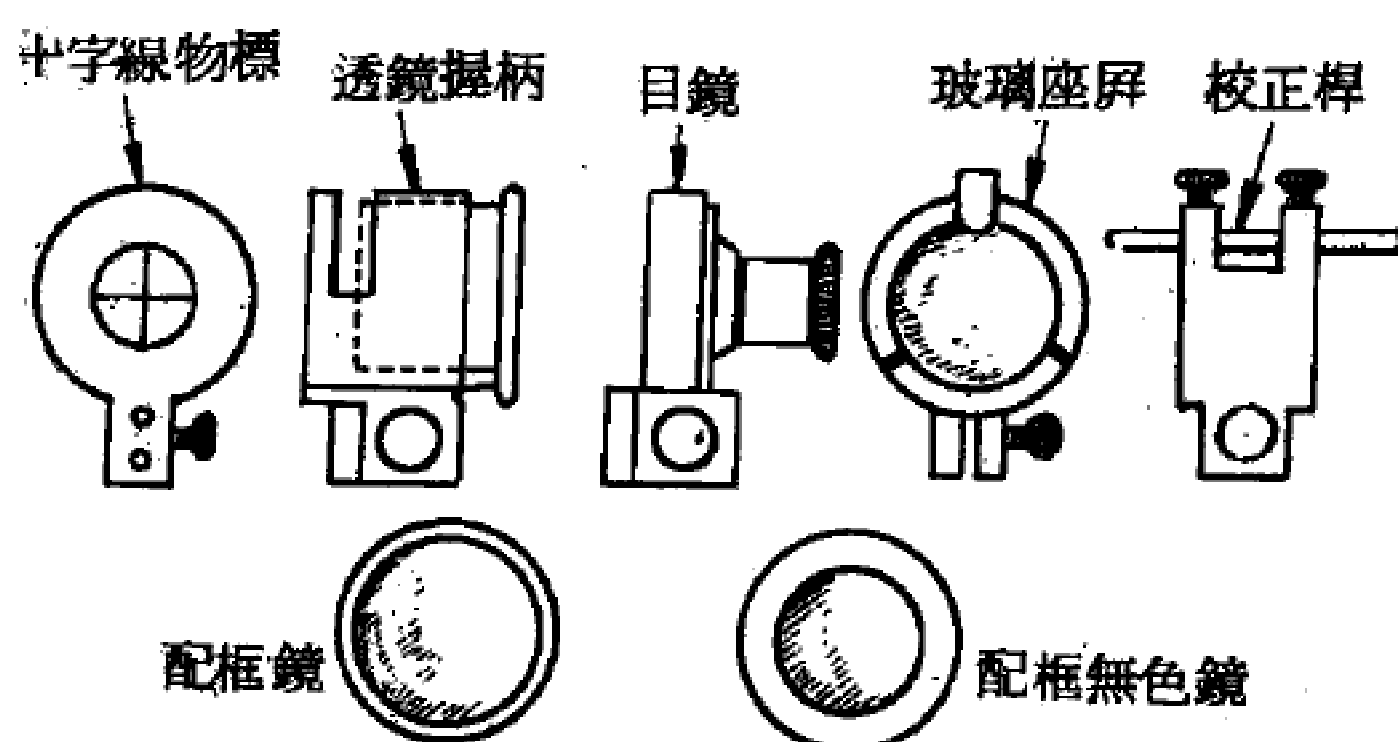


圖6—97

各種裝置在鋼尺之垂直位置上安裝情形亦在圖6—98中示明。此等裝置不僅適合米尺，且對於短的尺度如英尺則僅對較小範圍之實驗使用。



圖 6 — 98

由此等圖中可對光學實驗臺得到一般的印象。

【光學模型】(Optical model)

光學模型爲在原子核物理學中分析原子核反應截面的模型，與光波在具有吸收性介質中經過的情形很相似，卽入射波在介質內有同時被折射及吸收的現象。這種雙重性作用可用複數的折射率 $n+ik$ 表示之，實數部分 n 表示入射波波長在介質中改變的程度，而虛數部分 k 則表示入射波在介質中被吸收的程度。在原子核反應中，觀察到入射粒子有被靶核散射 (*scattering*) 及吸收 (例如形成一個複核) 的現象，故靶核在核反應中好似一個半透明的玻璃球，其散射和吸收的程度與入射能量及原子核有關。

由於實驗上觀察到的結果，使菲貝克 (*Feshbach*) 、波特(*Porter*) 、惠斯可夫 (*Weisskopf*) 等人於 1953 年提出光學模型，他們認爲在核反應中，入射粒子因靶核所受到的核位不是一種實數位能 (*real potential*) ，而是一種複數位能 (*complex potential*) 。折射率與核位有關，折射率是複數，則核位 $U(r)$ 應包括實數和虛數兩部分，具有半透明的性質，卽

$$U(r) = -[V(r) + iW(r)]$$

實數核位 $V(r)$ 決定靶核對入射粒子的散射影響，虛數核位 $W(r)$ 則決定入射粒子被靶核吸收的數量，二者均與入射能量有關。$U(r)$ 稱之爲光學位能 (*optical potential*) 。

實際上原子核反應是一種多體問題，光學模型乃將入射粒子與靶核

間的所有可能交互作用以一種二體交互作用（ *two-body interaction* ）代替之，即將光學位能表示實際的交互作用，這是光學模型最主要的假設。其次，光學模型又假設入射粒子和靶核的內部詳細結構可予忽略。根據以上假設及應用量子力學，可導出原子核反應中的彈性散射截面（ *elastic scattering cross section* ）、吸收反應總截面（ *total absorption cross section* ）、微分散射截面（ *differential scattering cross section*）及偏振（ *polarization* ）等。

一般常用的光學位能，實數與虛數部分均以伍德、薩克森位能（ *Woods-Saxon potential*）表示之，加上一項入射帶電粒子與靶核的庫倫作用$V_C(r)$，其式為

$$U(r)=-V(1+e^{x})^{-1}-i\left(W+w_{D}\frac{d}{dx'}\right)(1+e^{x'})^{-1}+V_C(r)$$

式中$(1+e^{x})^{-1}$及$(1+e^{x'})^{-1}$表示實數和虛數部分的位能形態因數（ *form factor* ），即伍德、薩克森形態因數。又

$$x=(r-r_{0}A^{1/3})/a$$
$$x'=(r-r_{w}A^{1/3})/a_{w}$$

以表示體積吸收（ *volume absorption* ），w_D表示表面吸收（ *surface absorption* ）。以上V、W、w_D、r_0、a、r_w、a_w等稱為光學位能參數（ *optical-model parameters* ），在光學模型的計算中，視此數為可調整的參數，利用快速電子計算機作最小二乘法符合實驗的數據（通常為彈性散射數據），即計算χ^2

$$\chi^{2}=\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\sigma_{th}(\theta_{i})-\sigma_{exp}(\theta_{i})}{\triangle\sigma_{exp}(\theta_{i})}\right)^{2}$$

式中$\sigma_{th}(\theta_i)$及$\sigma_{exp}(\theta_i)$分別為理論與實驗的微分截面，$\triangle\sigma_{exp}$

(θ_i)為在 θ_i 角度的實驗誤差，N為實驗值的總數。使 χ^2 達到最小值而求得以上光學參數，應用此法所求證的光學參數，即可作進一步的計算，例如$DWBA$計算。

圖 6 — 99 示光學模型的計算與實驗比較的範例。圖中黑點為氘核彈性散射的實驗數據（氘核能量為 11.8 MeV ），實線表示光學模型計算所得散射截面與實驗數據相符合的情形，由此求得的光學位能參數如下表所示，可知各數隨靶核（由 Ca 至 Sn）變化的情形。

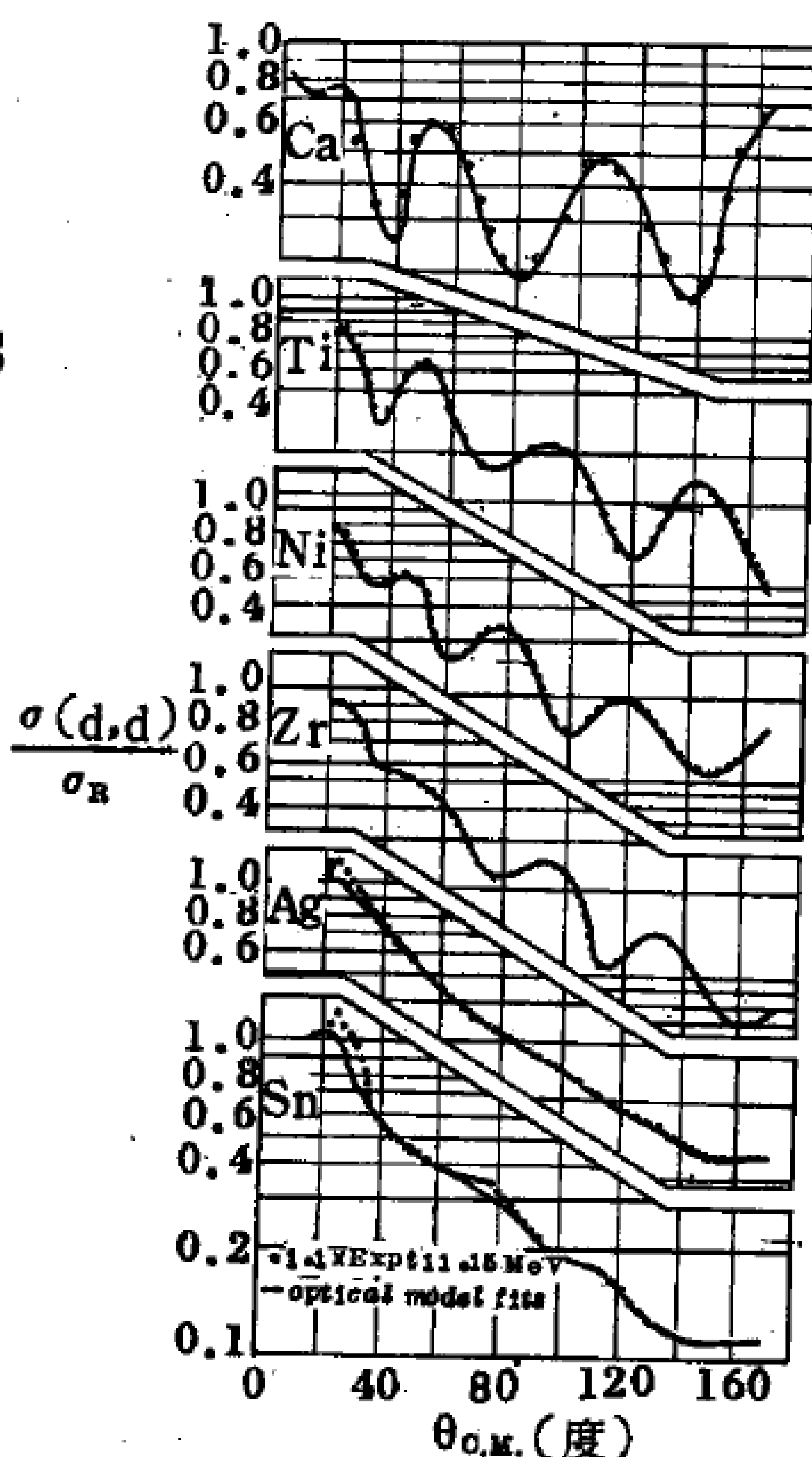


圖 6 — 99

上式$U(r)$中的$V_C(r)$部分，通常以一電荷Z均勻分布在半徑為R_C的圓球上所產生的庫倫位能表示之，即

$$V_C(r)=\frac{Ze^2}{r} \qquad r>R_C$$

$$=\frac{Ze^2}{2R_C}\left(3-\frac{r^2}{R_C^2}\right) \qquad r\leq R_C$$

若入射粒子為質子或中子等，通常在光學位能中又另加一項自旋與軌道角動量交互作用。包括此項後可求得偏振及自旋與軌道角動量交互作用對核反應截面的變化。

	E_d (MeV)	V (MeV)	r_0 (F)	a (F)	W (MeV)	w_D (MeV)	r_W (F)	a_W (F)	D (%)	D^* (%)
Ca	11.15	32.7	0.880	1.233		25.1	1.731	0.639	4.5	
Ti	11.8	53.3	1.133	0.840		48.1	1.433	0.680	3.9	3.6
^{49}Ti	21.6	50.9	1.131	0.868		41.2	1.465	0.690	3.3	
Cr	11.15	40.9	1.341	0.922		66.8	1.476	0.550	12.2	
Fe	11.8	56.0	1.133	0.819		53.3	1.351	0.732	4.3	4.3
Ni	11.8	58.9	1.133	0.879		56.4	1.422	0.671	3.3	3.3
Ni	11.8	60.5	1.121	0.860	7.58		1.834	0.537	3.5	
Ni	11.8	79.5	1.274	0.739		81.5	1.389	0.625	2.8	
Ni	11.8	85.1	1.233	0.735	11.25		1.717	0.567	4.0	
Cu	11.8	60.6	1.133	0.868		52.6	1.414	0.716	3.4	
Zn	11.8	62.6	1.133	0.800		56.4	1.341	0.772	3.7	3.7
Kr	10.95	59.6	1.133	0.402		18.6	2.216	0.986	9.7	9.7
Zr	11.8	67.5	1.133	0.764		34.9	1.361	0.857	3.0	2.8
Nb	11.8	71.0	1.133	0.712		40.4	1.278	0.804	2.9	2.9
Ag	11.8	67.8	1.133	0.777		71.6	1.220	0.816	2.8	2.7
Ag	11.8	114.2	1.035	0.791		85.2	1.186	0.817	2.7	
Sn	11.8	63.6	1.133	0.690		28.6	1.810	0.855	5.9	5.5
Sn	11.8	69.2	0.825	1.033		30.4	1.808	0.858	3.4	

【光學儀器】(Optical instrument)

光學儀器可分爲兩大類：(1)光學投影用，如幻燈機、照相機，(2)輔助自然視覺用，如望遠鏡和顯微鏡等。在(1)中，物體經透鏡系統或反射鏡後成實像於幕或照相底片上。在(2)中，觀察者所看到的是虛像，但在儀器成像過程中可能形成過實像。

【光導體】(Photoconductor)

若晶體的禁戒能隙寬度小於入射光的能量時，晶體價能帶中的電子，就會吸收光能而躍遷到傳導帶。由於光照射在晶體的表面，晶體內部就會產生空穴及可動電子，而使其導電性增強。測量電流強度，即可測出光的強度。在探測和度量光能時，我們多使用光導體。

靈敏的光導體在暗處爲絕緣體，但吸收光能後，就會在體內產生電子及空穴，從而使晶體的電導係數產生可能發生的最大的變化。因爲這種原因，人們通常多使用禁戒能隙較大的物質，如硫化鎘(CdS)、硒化鎘($CdSe$)、碲化鎘($CdTe$)等來製造光導體。因爲光能與波長成反比（光量子的能量＝蒲朗克常數×頻率，$E = h\nu = h\frac{c}{\lambda} = \frac{hc}{\lambda}$，$\lambda$爲波長）。若晶體的禁戒能隙較寬，就表示波長較長的光，不能激使電子自價能帶躍入傳導帶。晶體禁戒能隙的寬度，相當於某一特定光的波長，若入射光的波長比這種特定的波長爲大時，光導體就不發生任何反應。圖6—100所示爲硫化鎘、硒化鎘、碲化鎘等的光電導性(*photo-conductivity*)與波長的關係。波長由右向左漸減。自右端開始，最先發生反應的是碲化鎘，其次是硒化鎘，最後爲硫化鎘，恰與這三種晶體禁戒能隙寬度的排列次序相同。

由圖6—100中，我們可以見到，當入射光的波長小於與禁戒能隙相當的波長，晶體的光反應便會驟然減低，這是因爲晶體對波長較短的光的吸收率特強。於是只有晶體表面才發生反應，晶體的大部分卻不發

生任何作用，因此整個晶體的光電導性依然很小。由以上的討論可知，當入射光的波長相當於禁戒能隙寬度時，晶體的光反應最強。例如硫化鎘對綠色光最敏感，硒化鎘對紅色最敏感，碲化鎘對紅外光線最敏感。

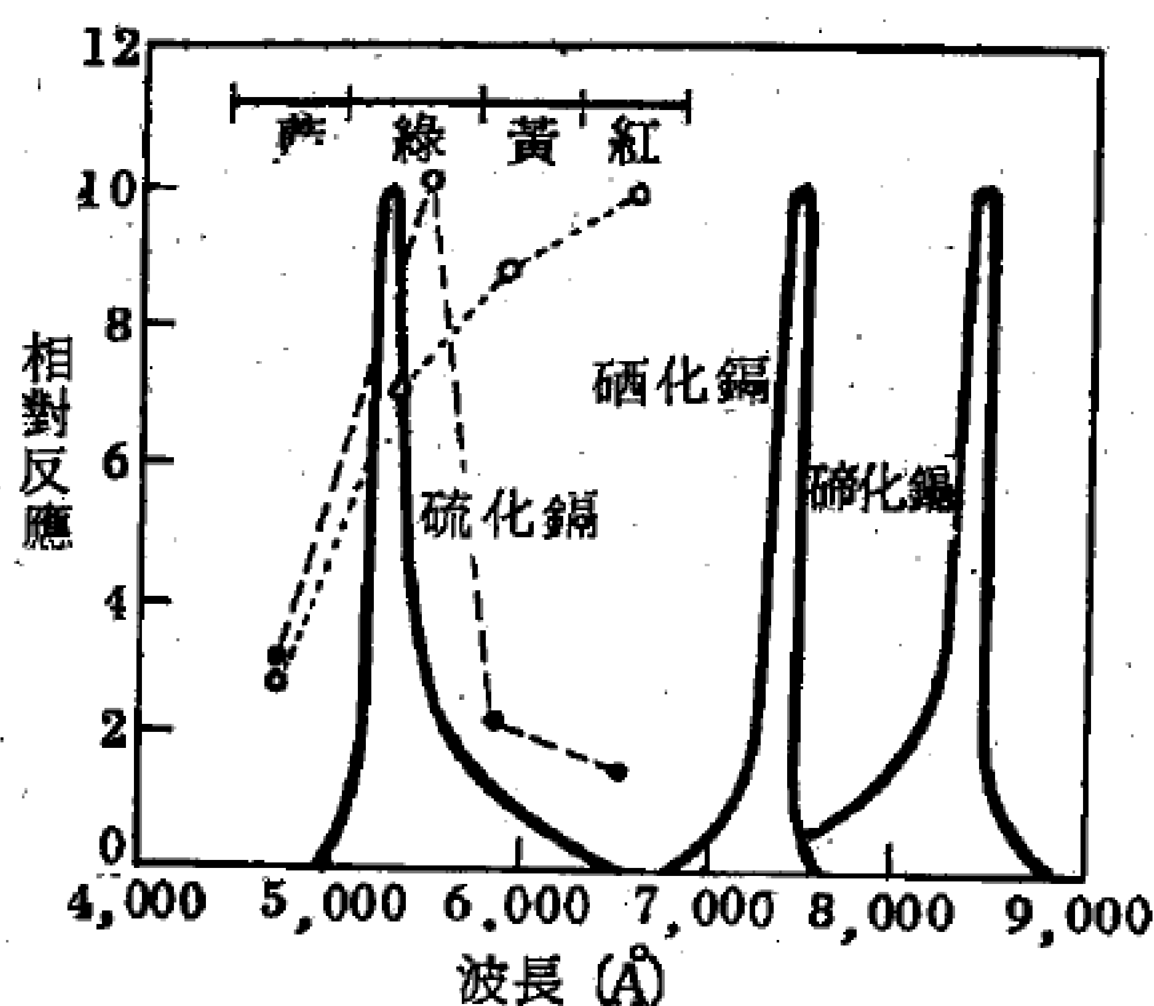


圖 6 — 100
硫化鎘、硒化鎘、碲化鎘的光導電係數

讀者若想自己作實驗，把上面所說的情況證實一下也不難。很多無線電器材行裏都有硫化鎘及硒化鎘光電池，只要花有限的錢就可以買到。此外再要一具歐姆計，幾個裝飾聖誕樹用的彩色燈泡，器材就齊全了。把藍、綠、黃、紅等色的燈泡裝在一條電線上，再把歐姆計接到光電池上，這時移動光電池的位置，並記錄下其電阻的變化情形，我們會發現硫化鎘光電池在紅燈與藍燈附近時的電阻最大，在綠燈附近時電阻最小。圖 6 —100的圈與點代表把這種所測得的電阻，變換爲光反應後所得的結果。在以上的實驗中，每一個燈泡對光電池都會有部分光反應現象發生，這是因爲彩色燈泡所發出的光波，其波長並不局限於某一特殊的波長，而成一個彩色光帶（*colored band*），而且每一光帶的強度也並不相同的緣故。不幸在日常生活中，與彩色燈泡的光強相當的紅外光源不易取得，所以不易作這種波長時光電導性的實驗。但是若把一支點燃的香煙移近一具硒化鎘光電池，其效果會相當使人驚奇（點燃的香煙是極好的紅外光源，因爲人眼不能看到紅外光，所以看來不很亮）。多數照相曝光表使用性質相似於硫化鎘的硒光電池，所以也可利用曝光表移近燈泡時其指針的移動來作種種測定。

半導體光電池的另一用途，是用作點亮街燈的自動開關。它也可作

爲其他的多種自動開關使用，當人體或車輛阻絕了光線之後，這時某一裝置就會自動開啓。諸如此類的裝置現已廣泛使用硫化鎘來製造；某種這類裝置可用以計算生產線（*production line*）成品的數量。每一具成品，當通過某一點時，會把指向電池的光阻隔片刻，於是電流就會發生變化，把這種變化記錄下來就是生產量。

【光壓】（Light pressure）

輻射對於任何物體均具壓力，此壓力對於大的物體不發生明顯或重大作用，但對於小物體，光壓（包括所有輻射）卻極爲重要。

電磁波可載送能量如波印廷向量（*Poynting vector*）$\vec{S}$所描述者，是日常經驗所證實的事。營火使手溫暖，或地球接受來自太陽的能量，都是常見的例子。

電磁波亦可傳送線動量則少爲人知，照於物體上的光能對物體施以壓力（輻射壓力）。因爲我們平常未察覺到這種力，故這種壓力必比我們日常承受的力小。首先量度輻射壓力者爲1901－1903年在美國的尼可士（*Nichols*）和哈耳（*Hull*）及在蘇俄的利伯德（*Lebedev*），時在馬克士威（*Maxwell*）理論上預言有此效應之後三十餘年。

依據馬克士威的預測，傳予物體的動量p大小爲

$$p=\frac{E}{c}\text{（完全吸收）}$$

c爲光速，$\vec{p}$的方向爲入射光束的方向。若光能E全部被反射，則傳予的動量大小爲上式的兩倍，即

$$p=\frac{2E}{c}\text{（完全反射）}$$

若能量E部分反射部分吸收，則傳予的動量介乎E/c與$2E/c$之間。而每單位時間動量的變化就等於光線施於反射面上的作用力。

尼可士和哈耳用實驗來證明了這條關係式。他們量度了一束強烈的

光線加在一鏡面上的作用力的大小，鏡面是放在非常靈敏的扭轉平衡架上。然後，他們又把這束光線照在塗有油煙的銀質圓盤上，求出每單位時間，光束所帶走的能量。油煙幾乎把所有照在上面的光線都吸收了，尼可士和哈耳量出了銀質圓盤溫度升高的數值。再把小量反射的光線考慮進去，根據溫度升高的數值，就可正確地決定光束所具有的能量了。最後，再把直接量得的作用力和根據能量所計算出來的作用力大小作一比較。他們連續地重複做了三次實驗：利用白光、白光和紅寶石濾光玻璃、白光和以水做爲濾光器。紅寶石玻璃移去了大部分的高頻率光波，從藍光到紫外光的範圍；水移去了光譜的紅外光部分。他們所得的結果示於下表。

濾光器	以牛頓爲單位，作用於鏡面每平方厘米的力	
	直接量得的數值	根據能量計算所得的數值
沒有濾光器	7.01×10^{-10}	7.05×10^{-10}
紅寶石玻璃	6.94×10^{-10}	6.86×10^{-10}
水	6.52×10^{-10}	6.48×10^{-10}

【光縫】（Slit；Slit of spectroscope）

或稱分光儀之光縫。兩塊相距極窄之金屬邊緣間之夾縫，稱爲光縫。光可由此通過而進入分光儀上之準直器（*collimator*）。光縫之寬度能移動二金屬板而予以控制。

【光譜】（Optical spectrum；Spectrum）

凡光線經稜鏡（分光儀）後，分析而成美麗的色帶者，稱做光的色散，所成的色列，叫做光譜。光譜可分爲連續光譜、明線光譜及吸收光譜三種。茲分論如下：

1. 連續光譜——凡一切熾熱的固體和液體，如電燈光和燭光、大理石及高熔點金屬等，所成的光譜由紅而紫，連爲一片而無間斷，稱爲連續光譜（*continuous spectrum*）。

2.明線光譜——凡熾熱的蒸氣或氣體，所成的光譜，係不連續而有一定位置的光譜線（*spectrum line*），稱爲明線光譜（*bri-ghtline spectrum*）。爲各種原子所發射。各種元素的光譜中現出的線數及其位置，爲各元素的特徵。利用這種性質，由一物質的光譜可以檢出其中所包含的各種元素，這種鑑別元素的方法，稱爲光譜分析（*spectrum analysis*）。在化學上爲強有力的分析法。元素中如銫（*caesium*）、鉈（*thallium*）、銦（*indium*）、銣（*rubidi-um*）、氖（*neon*）、氪（*krypton*）、銪（*europium*）等的發現，均賴此法。

3.吸收光譜——在發生連續光譜的光譜與分光鏡間置透明溶液或蒸氣時，其光譜中即有若干條暗線或暗帶（*dark band*）出現，與其佔同一位置的明線，在通過溶液或蒸氣時，即被吸收，而不復見。這種光譜稱爲吸收光譜（*absorption spectrum*），或稱暗線光譜（*dark line spectrum*）。凡溶液或蒸氣在低溫度時所吸收的光，正是該物質在高溫時所能發射的光，此關係稱爲克希何夫定律（*Kirch-hoff's law*）。亦用於分析物質的組成元素。

【光譜分析】（Spectrum analysis）

熾熱的蒸氣與氣體，能產生特定的譜線；因此，只要此等譜線顯現出來，我們就可憑以斷定這些蒸氣的存在及其種類。

從各種星球的光譜中，我們可以推究其上所存在之元素與物質。由於一元素之極微量之存在，即足以在光譜中產生特性譜線，所以此一特點在化學上極有價值，而爲其他各種分析方法所不及（因爲爲量極其微小時，其他各種方法即無法分析得出），這種方法稱爲光譜分析。許多元素，如銫與銣等，就是藉光譜分析發現的。以前，我們從太陽光譜中發現了前所未有的譜線，我們遂推論太陽中必有某種從未在地球上發現過甚或根本不會在地球上存在的元素，而爲之命名爲氦（意即太陽之元

素）。後來我們竟在地球上發現了此一元素，這可算得光譜分析法的最大勝利。同時，克希何夫理論的眞實性也獲得了最可信賴的證明。

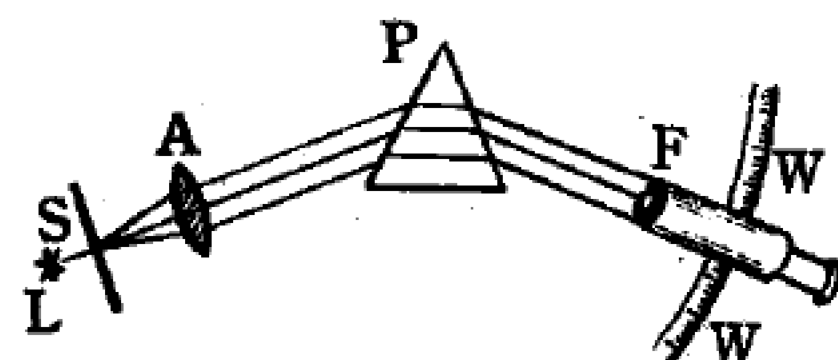


圖 6－101 光譜儀

如圖 6—101所示，乃是研究光譜的光譜儀簡圖：待分析的光源 L 照射一狹縫 S；穿過狹縫的光線再經由透鏡 A 而成爲平行光束，然後投射於稜鏡 P 上，因而生成色散光譜。於是，個別的有色光束即可由望遠鏡 F 加以觀察：望遠鏡上裝有經過校準的角度盤，以便先由此而讀出每種色光與譜線的偏向角，再據以測定相應的波長。

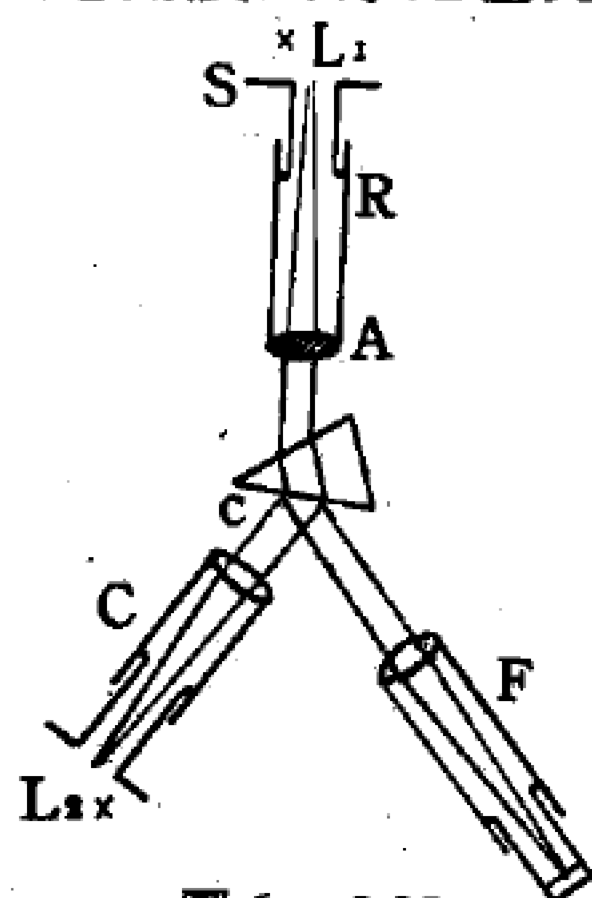


圖 6－102
裝有窺測管C及其比較譜表之光譜儀

如圖 6—102所示，乃係一種改良的型式：其中除去準直管（ *collimator* ）R 與刻卜勒式望遠鏡 F 以外，尚設有第三窺測管 C。此一窺測管中裝有由第二光源照明的比較譜表。因爲由此發生的光線會在稜鏡 c 的面上反射出去，所以我們能在望遠鏡 F 中看到有待於研究的光源 L_1 的光譜與比較譜表相重疊。經此一來，待測的波長即可直接讀出了。另外還有一種光譜儀，是專門爲著研究紫外線而設的。我們的眼睛不能看到紫外線，所以必須用照相底片來代替肉眼，並用石英玻璃來代替所有的透鏡才行（因爲普通玻璃是不能讓紫外線通過的）。根據光譜分析的結果，我們知道恆星（例如太陽）以及其他各行星之組成質素，跟我們地球上者大致上是相同的。

【光譜色】（Spectrum color）

僅具一種波長之色光稱爲光譜色，否則爲非光譜色。

想像一玻璃稜鏡 P 如圖 6—103被一白色光柱照明，可觀察之現象以入射光愈爲平行之光柱，則愈清晰。欲得此效果，可用所謂準直器（

collimator ），亦可在此圖中之C處表示之。一條狹縫（*slit*）S由左端照明。在L_1處有一透鏡假定S是在L_1之焦點上，能使射出之光柱

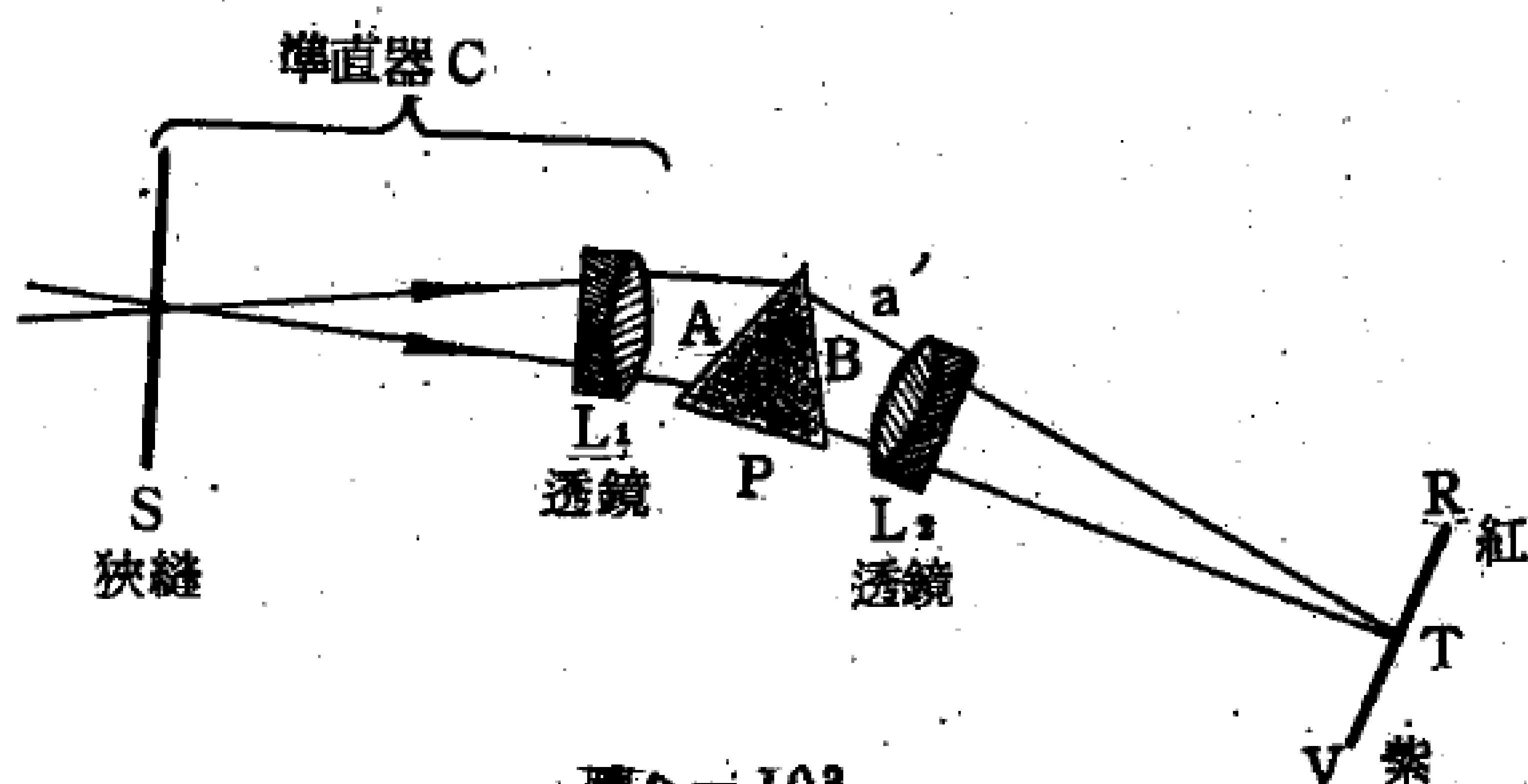


圖 0 — 103
由一稜鏡產生之平行光柱的折射現象

經狹縫而成平行光柱。平行光柱由透鏡L_1運動至右端落在稜鏡之一側。在A處光線折射，且此折射光線抵達該稜鏡另一側之B處，由此再折射而依方向a'進行。在圖中射出之光柱即相當於此位置。今再將此等光線由透鏡L_2聚集在一起，於是狹縫S之物像在T處形成。做此實驗時發現並無一物像而爲一連屬物像的全列，在此全列中顏色由R處之紅緩緩變化經紅、橙、黃、綠、藍、靛而至V處之紫色。此列稱爲光譜（*spectrum*），而各顏色稱爲光譜色。

【光譜光耀度】（Spectral radiancy）

有時欲討論輻射能量而不涉及其波長，此時適當的量是光耀度（*radiancy*）R，R定義爲單位面積上射入前半球的能量輻射率，適當的單位爲瓦特／厘米^2。對全部波長範圍內出現的輻射積分可求得光耀度：

$$R=\int_0^\infty R_\lambda d\lambda$$

光耀度R可解釋爲R_λ對λ圖形曲線下的面積。光譜光耀度其定義爲使$R_\lambda d\lambda$爲波長在λ與$\lambda+d\lambda$區間內單位面積上的能量輻射率，即R_λ其典型單位爲瓦特／厘米^{2}微米，對應之$R_\lambda d\lambda$單位爲瓦特／厘米^2。測定R_λ時，射入前半球的全部輻射均包括在內。

【光譜圖】（Spectrogram）

使用攝譜儀和攝影方法攝取分光過程之記錄，此記錄是爲光譜圖。

【光譜儀】(Spectrometer)

你或許用過三稜鏡或看過天然稜鏡（如水滴），將太陽白光分成七彩，這種彩帶就是光譜。這種方法的工具就是"光譜儀"，也就是用來將一電磁射線分譜的儀器。圖 6 — 104中是一具稜鏡作光譜儀用，這是由於不同光色有不同的折射角度。彩虹是由於每一雨點形成一具小稜鏡將太陽光分成七彩而形成的。

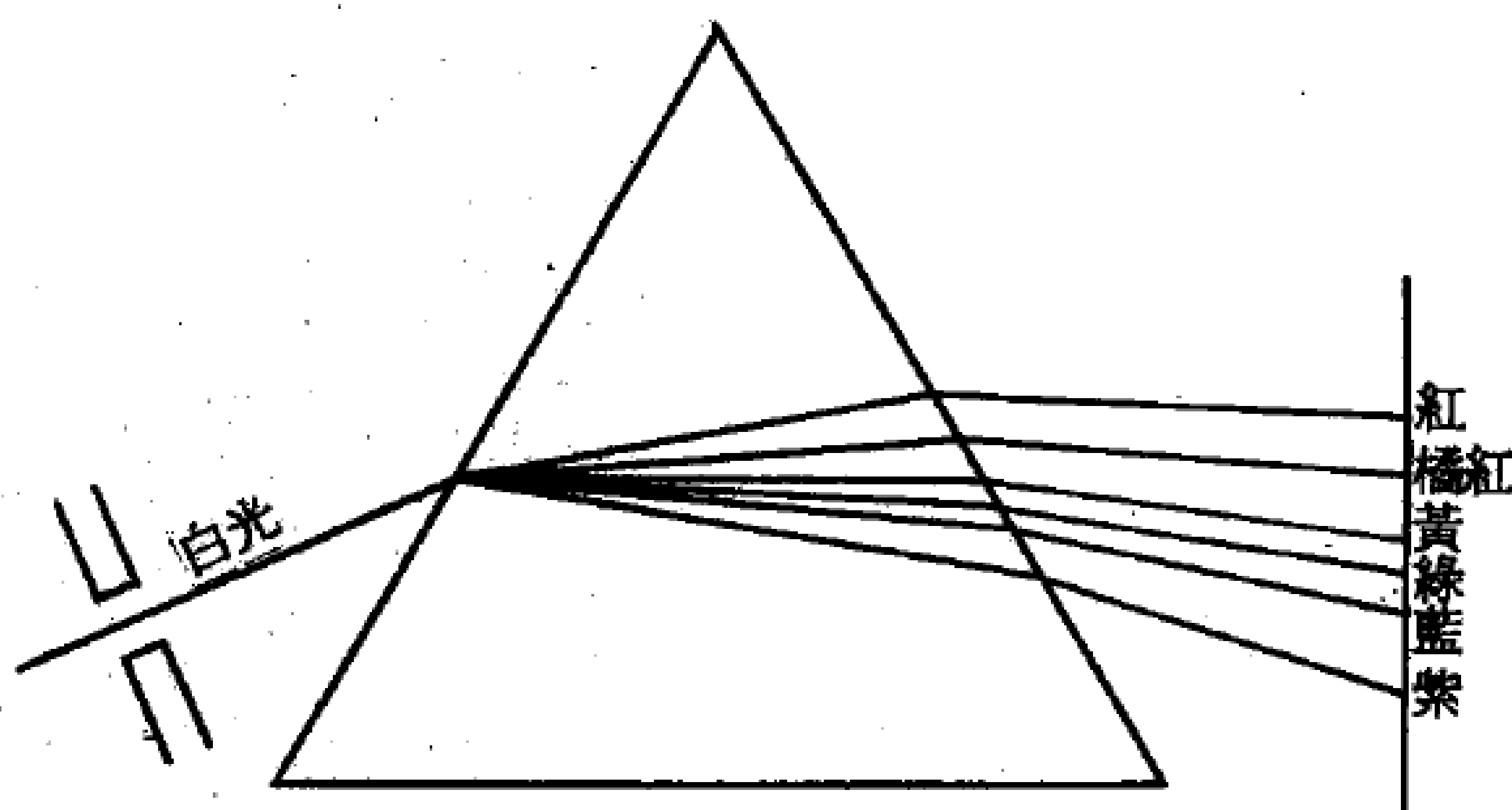


圖 6 — 104　光經稜鏡而分散

光譜儀有兩個主要部分：一是光學系統將光分譜，使不同波長的光焦聚在儀器上的特定位置。二是用在焦點上的探測器來量光的強度。拿彩虹來講，雨點是光學系統而你的眼睛是探測器。

一具稜鏡只適用於光譜的某一段。普通玻璃對光波長 2,000 埃以上是透明的，在波長約 10 到 1,000 埃的光沒有材料是透明的。但我們需有能在這段光波中使用的光譜儀，目下我們用鏡子及一種“折射網”的辦法，來分紫外線以外的光波。最簡單的折射網是用鑽石在鏡面上畫等距離的平行線。每一光波有一折射角，自每一刻線的同一射角的光互相加強而成一光亮的色帶，波長不同的光自每一刻線由於折射角不同而形成彩環，使折射網可用來分析光譜。

在太空研究中，刻線是畫在凹球鏡面上，這種“凹球折射網”可將光積聚，折角並焦聚，省卻再加鏡頭，對 10 到 2,000 埃段內的光（一般稜鏡及凸凹鏡頭所不能辦到的）作研究。

【光譜線】(Spectral lines)

將單狹縫的紙板置於汞燈(或氖燈)與分光儀之間，在儀器中所見的光線將是一條條狹長的彩色條紋，各色條紋投影的位置彼此不同；這些彩色條紋，稱爲光譜線。

【光譜線之位移】(Line shift；Shift of spectral lines)

光波具有都卜勒效應(*Doppler's effect*)，與其他一切之波動相同，光源對於觀察者有相對運動時，光線之頻率亦因之而變。光波之速率不變，其波長則隨頻率之增減而變，故使光源之光譜線朝向紅或紫之一端移動，其移位之多寡，依光源運動之相對速度V，與光線傳播速度C，二者之比V/C而定，即

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=+\frac{V}{C}$$

式中$\Delta\lambda$表光譜線波長之位移。

在光譜中若譜線朝紫端移動，則表示光源(如恆星)之光係逐漸與地球接近，亦即光源或恆星朝地球方面接近。設譜線之移動朝向紅端，則恆星之運動與上述相反。

一譜線之波長爲4,000埃(*angstroms*)，設其朝紫端之位移爲一埃，則恆星與地球接近之速度每秒爲86,270哩之四千分之一，或每秒46.5哩。

【光譜線半寬度】(Half-width of spectral lines)

通常在光譜線中其強度用$I(x)$表示，x代表波長、頻率或者波數之值。譜線中央$I(x_0)$有極大值，其兩側之I降至極大值之半時的x值爲x_0+d_1及x_0-d_2，譜線的半寬度即定義爲d_1+d_2。光譜線的半寬度決定於激發態的半衰期及原子或分子所處的環境。

【光譜線強度】(Intensity spectral lines)

由能階n躍遷至能階m所放射之光譜線的強度爲：

$$W^{nm}\ h\nu_{nm}$$

式中 $h\nu_{nm}$ 爲所放射之量子的能量，W^{nm} 爲光源每單位時間的躍遷數目。W^{nm} 又爲在初態 n 的原子數 N_n 與愛因斯坦躍遷率 A^{nm} 的乘積。

【光譜線寬度】(Width of spectral lines)

光譜線在高鑑別率光譜儀中觀察時顯示有相當的寬度及特殊外形。通常譜線的寬度皆以其半寬度 (*half width*) 表示之，半寬度爲譜線最強之點兩側強度降至最高強度之半時兩點的距離。造成譜線有一定寬度的原因可略述如下：

1. 自然寬展 (*natural broadening*)——與激發態的半衰期成反比，遵守海森堡 (*Heisenberg*) 的測不準原理。

2. 都卜勒寬展(*Doppler broadening*)——因原子與觀測儀的相對運動速度而定。此種寬度與原子的溫度及其運動方向有關，降低溫度及利用單向運動的原子射束可減少這種寬度。

3. 壓力寬展 (*pressure broadening*)—— 原子間碰撞干擾原子的能量及其狀態。

4. 電磁場寬展 (*field broadening*)——在電場及磁場中譜線劈裂而變寬〔史他克效應 (*Sturk effect*) 及則曼效應 (*Zeeman effect*)〕，這種現象在電蝶中方顯著。

【光離解】(Photodissociation)

吸收輻射光子而使化合物分解爲簡單分子，或使分子分解爲原子的作用。在探討引起分解的輻射波長，有兩則光化學定律甚爲重要，一是說明吸收的輻射能供給分子活化所需之能量的革柔他士、厥拍 (*Grotthus Draper*) 定律。另一定律說明當物質進行光化學變化時，所吸收的每一光量子使一分子分解的愛因斯坦定律。由此可知引起光離解之光的波長，最長不得超過被離解物質呈現的顏色之光波長，而最短亦止於紫外光，故引起分解的輻射，限於可見光及紫外光的範圍。

【光耀度】(Radiancy)

詳閱“光譜光耀度(*Spectral radiancy*)”條。

【光靈敏度】(Luminous sensitivity)

光電管的光靈敏度是說明光強度與電子發射量的關係，此爲陰極最重要的特性，普通陰極每一流明光度的發光靈敏度，大約最小不及 1 微埃(1 微埃 = 1×10^{-6} 埃)，最多爲 100 微埃。

【兆】(Mega)

一個字首，表示某個單位的一百萬倍(即 10^6 倍)。

【兆赫】(Megahertz)

短波或超短波所用的頻率補助單位。即一赫茲(*hertz*)的一百萬倍。

【兆歐】(Megohm)

相當於一個歐姆的一百萬倍。

【兆歐表】(Megameter)

利用手搖式磁石直流發電機，串以電阻及電流表，刻上以「兆歐」($M\Omega$)作單位的電阻值，其輸出的“端電壓”(*terminal voltage*)通常約在 500伏特以上，用以測試變壓器的絕緣力，稱爲兆歐表，俗稱邁格表。其輸出電流極微，但卻可用以估計海底電纜(*transocean cable*)的折損點，以便從事修護工作。

【全內反射】(Total internal reflection)

詳閱“全反射(*Total reflection*)”條。

【全反射】(Total reflection)

設光由光密介質射向光疏介質(見圖 6 — 105)。當入射角 θ 增加到某種情形(圖中的 *e* 射線)時，折射線沿表面行進，即

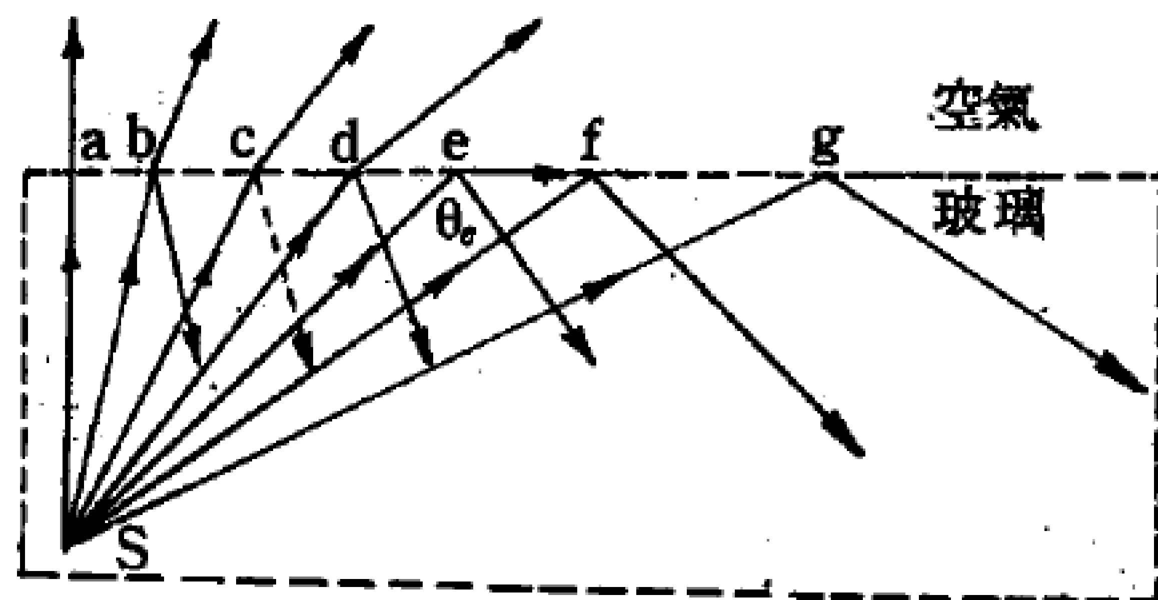


圖 6 — 105

折射角爲90°，該入射角θ，稱爲臨界角。若入射角大於臨界角，則無折射，全部光線均返回光密介質（如圖中 f、g 射線），此現象稱爲全反射。當光由光疏介質射出時不能生全反射。

全反射稜鏡可用以改變光線方向，產生側向反轉或倒置影像。其他波動如聲波和 X 射線等也會發生全反射。

【全反射之應用】(Application of total reflection)

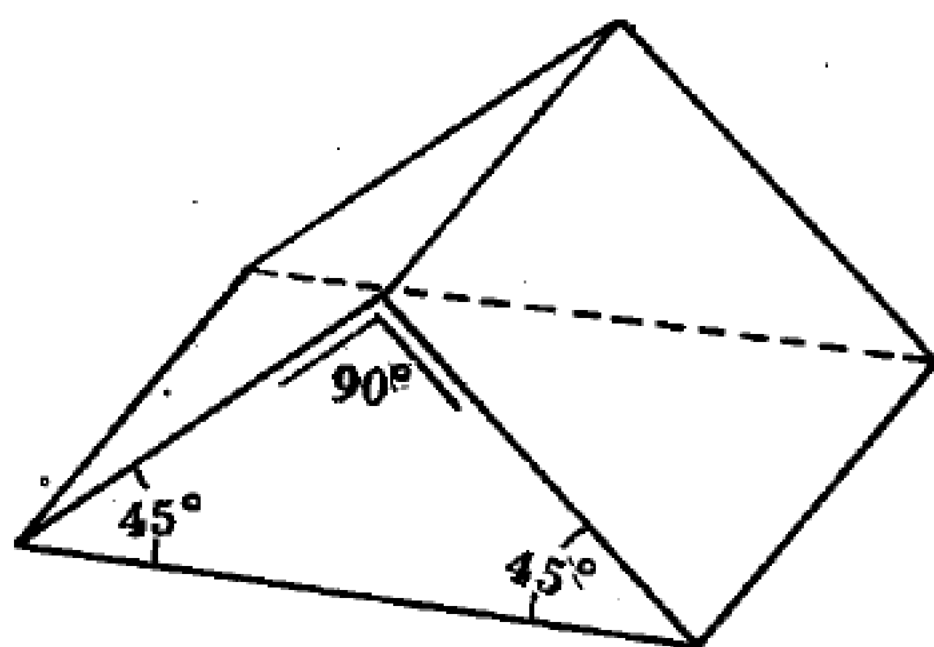


圖 6－106
一塊具有 90°、45°及 45°角之稜鏡

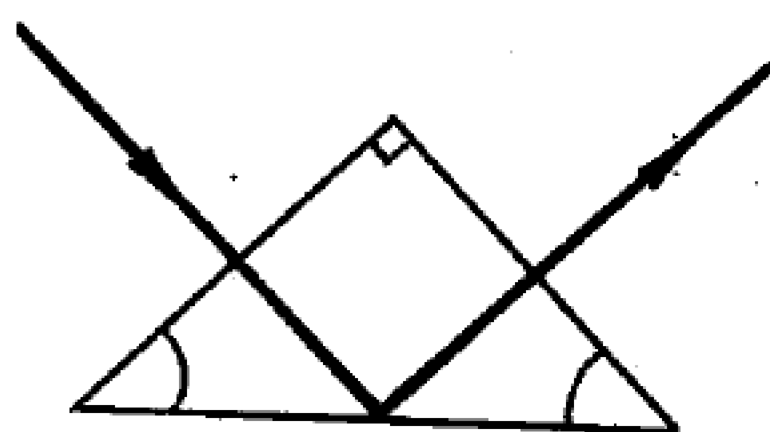


圖 6－107　經 90 °反射

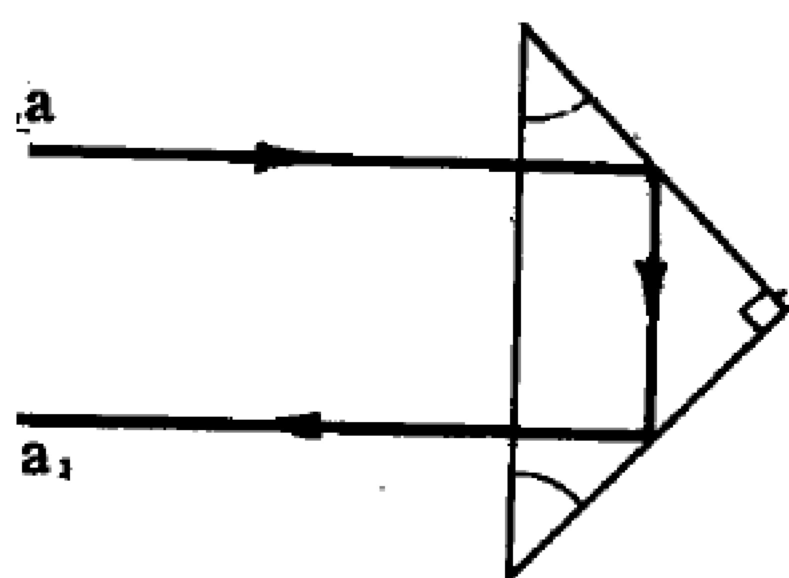


圖 6－108　經 180 °反射

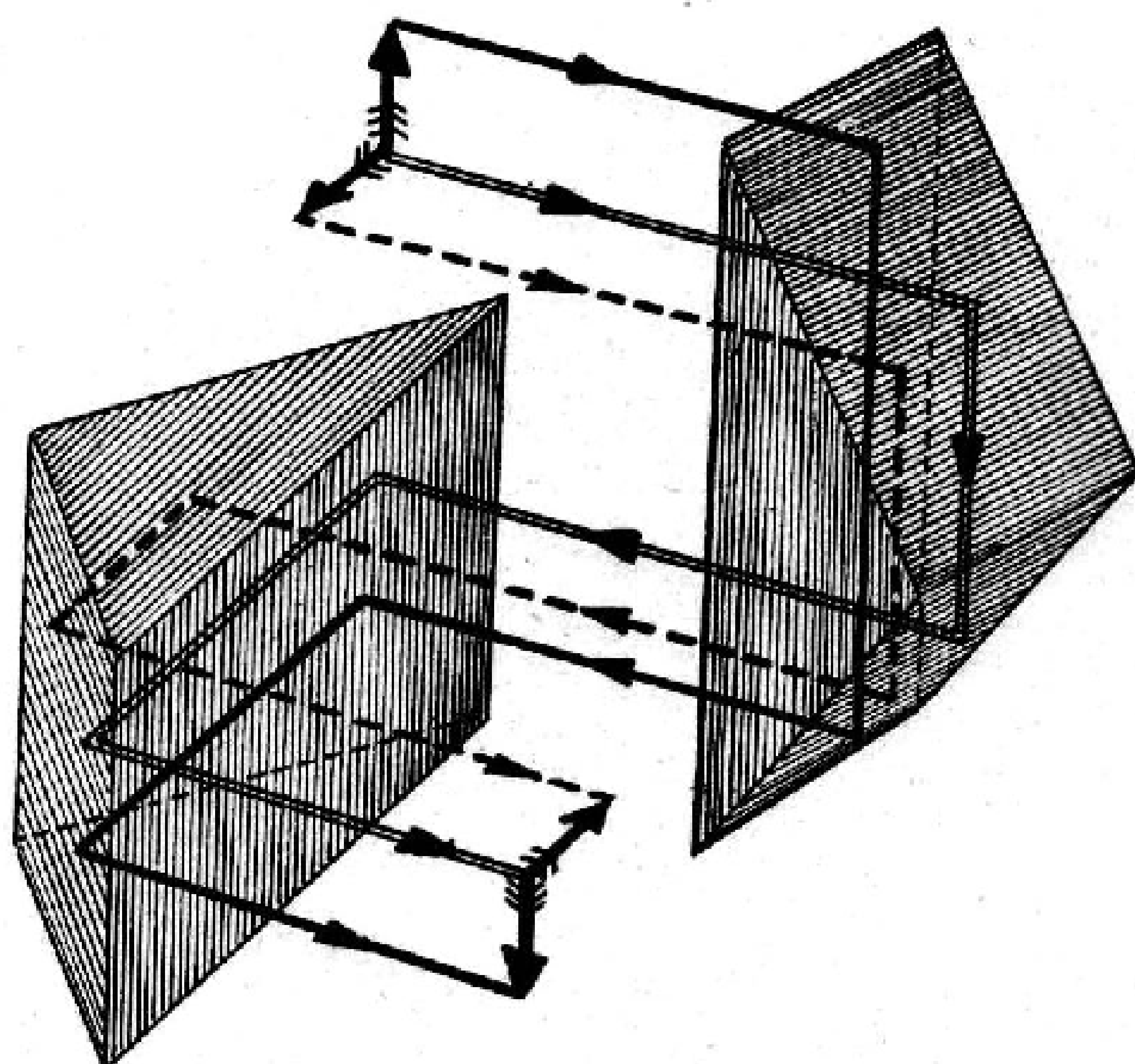


圖 6－109
兩塊透鏡之組合，則光柱之左右互換；其頂及底亦如此

光學商業中最常應用全反射之玻璃稱爲冕牌玻璃（*crown glass*，尤其矽酸硼冕玻璃爲一種非常能透射的玻璃），其折射率約爲 1.52 。故在空

氣—玻璃組合中，θ_c 爲 41.1°。若稜鏡用此種玻璃製做成各角爲 90°、45°及 45°，如圖 6—106 所示，用途頗多。在圖 6—107中光柱經 90°反射。在圖 6—108中，光柱反射兩次，且同時轉向下方：光柱朝右進入而經兩次反射朝左射出；再者上方光線 a 爲入射光柱，在反射光柱中則變爲下方光線 a_1，反之亦然。兩塊此種稜鏡做如圖 6—109之組合，則一光柱之頂及底側互換，同時其左及右側亦互換。在雙筒式望遠鏡（*binoculars*）中所用之正透鏡（*positive lenses*），可得較負透鏡更大的視場（*field of view*），故其物像爲顛倒的且左右互換的。今在觀察鏡處安置一組此等稜鏡，則物像（*image*）可轉一圈。圖 6—111示明穿過稜鏡雙目望遠鏡之一段落。圖 6—106之稜鏡亦可用於其他方式以互換一光柱之頂及底（圖 6—110）。在此場合，所用

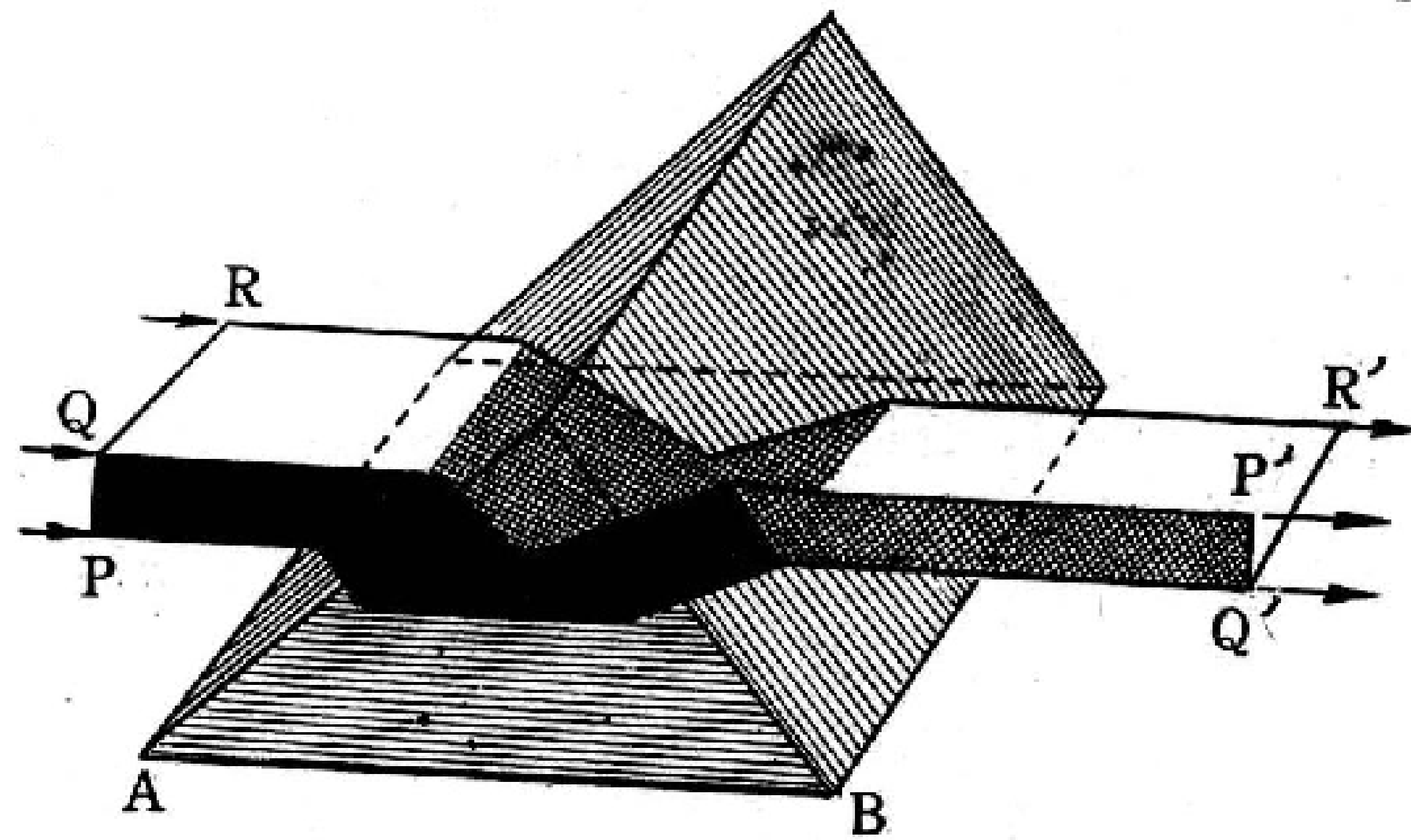


圖 6—110
光線頂部及底部互換之另一方式

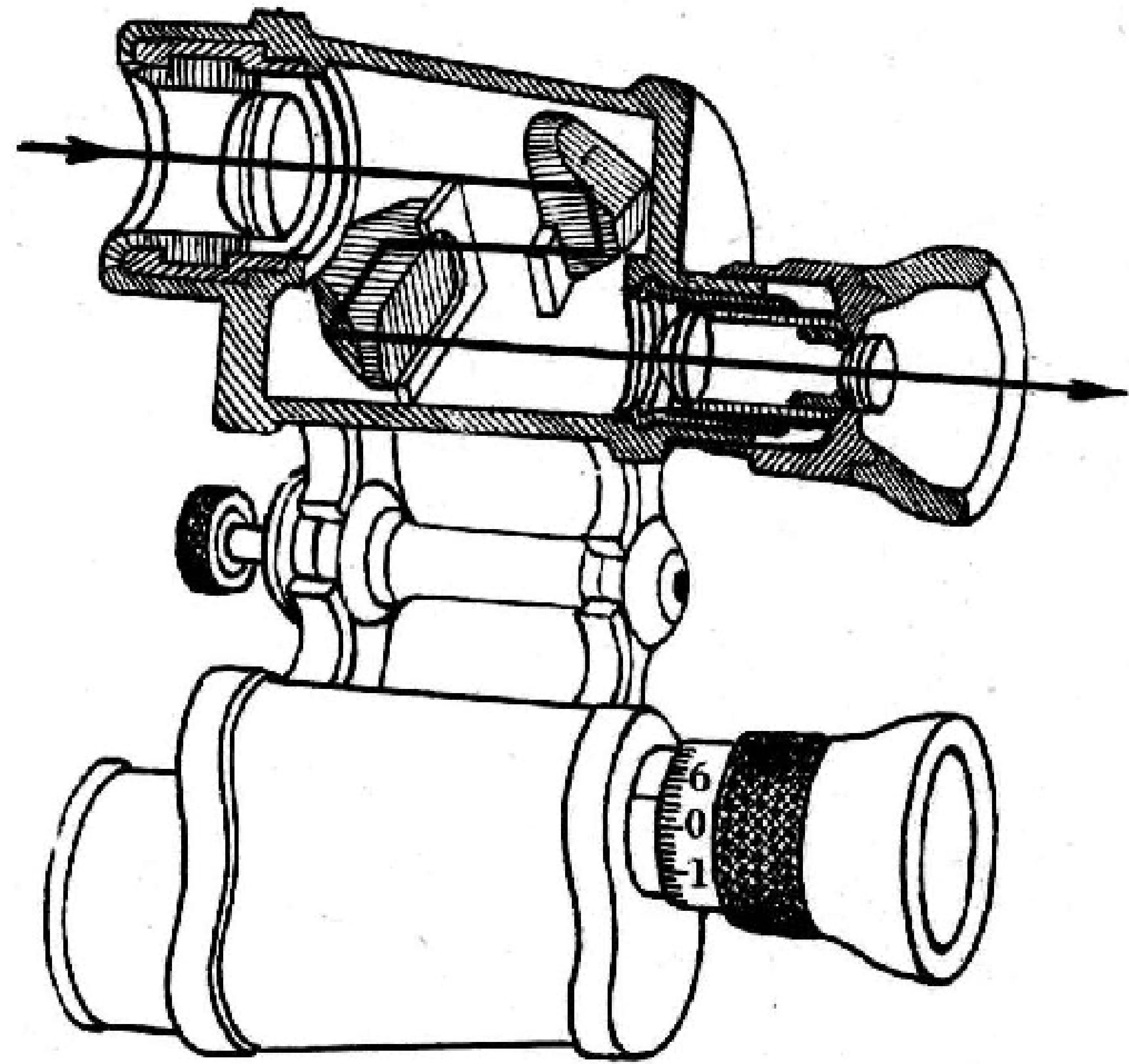


圖 6—111
稜鏡雙目望遠鏡之橫斷面示明在圖 6—109中之稜鏡組合

成為全反射，在所謂斜邊表面$\overline{AB}$上。若如此之稜鏡依軸旋轉一角度，於是物像旋轉一雙倍的角度。

【全宇函數】(Universal function)

下表中，我們列出幾種氣體的v_{rms}計算結果，以及它們一克分子量在0°C所具有的動能平均值。

在標準狀況下，氣體的v_{rms}和E值

氣　　體	v_{rms} 值 ×10^2厘米/秒	克分子量	$E=N_0<\frac{1}{2}mv^2>$值 ×10^9爾格/克分子量
氧 (O_2)	461	23	34.00
氮 (N_2)	493	28	33.90
空氣	485	28.8	32.80
一氧化碳 (CO)	493	28	33.90
氫 (H_2)	1,838	2.08	33.70
氦 (He)	1,311	4.0	34.30
二氧化碳 (CO_2)	393	44	34.00
水 (H_2O)	615	18	34.00
氖 (Ne)	584	20.1	34.20

從表以及其他的實驗結果，我們可看出，在同一溫度下，雖然不同的氣體分子的速率相差很大，可是克分子量的平均動能卻近乎相等。由此，我們可以歸納出一個結論：氣體的克分子平均動能是溫度坐標T的一個全宇函數。由此可知理想氣體方程式

$$PV=\frac{2}{3}M<\frac{1}{2}v^2>=f(T) \qquad (1)$$

M是氣體的克分子量，f函數是一個全宇函數。這個方程式和通常我們所寫的理想氣體方程式的形式

$$PV = RT \qquad (2)$$

不盡相同，這主要是溫度的定義問題。

假若我們在（1）式中，也採取絕對溫標做爲量度溫度的標準，即

$$f(T) = RT \qquad (3)$$

將（3）式代入（1），可得

$$\frac{2}{3}M\langle\frac{1}{2}v^2\rangle = RT$$

若一克分子量包含的分子數爲N_0，分子的質量爲m，則$M = N_0 m$。故上式可被寫成

$$\langle\frac{1}{2}mv^2\rangle = \frac{3}{2}\frac{R}{N_0}T = \frac{3}{2}kT \qquad (4)$$

由（4）式，我們可以得到絕對溫度的微觀意義，它與分子的平均動能有直接關聯，即

$$\langle\frac{1}{2}mv^2\rangle = \frac{3}{2}kT \qquad (5)$$

$k = R/N_0 = 1.38 \times 10^{-16}$ 爾格/K°，叫做波玆曼常數（*Boltzman constant*）。（5）式表示絕對溫度和氣體分子運動的動能成正比。

理想氣體方程式（2）是出於氣體分子是沒有分子力的質點的假設。一般氣體的分子並不是沒有體積，尤其是當氣體密度增加到相當程度時，分子所佔的體積的總和與容器體積之比也相當大，不可被略去，必須加以修正。設V爲氣體的克分子容積，就任一分子來說，如果氣體分子是質點、不佔體積，那麼它所能活動的空間便是V；如果氣體分子有體積，那麼它所能活動的空間應該是V減去氣體分子所佔的空間$N_0\frac{4}{3}\pi a^3$，a是分子半徑。因此，我們得把理想氣體方程式（2）修正爲

$$P\left(V - N_0\frac{4}{3}\pi a^3\right) = RT \qquad (6)$$

這是克勞修士(*Clausius*)方程式。(6)式中補正項的大小約爲1到10立方厘米左右。

參閱“理想氣體定律(*Law of ideal gases*)”條。

【全身負擔】(Body burden)

存在於一人或一動物體內放射材料的量。

【全身計數器】(Whole body counter)

全身計數器是很敏感的輻射性偵檢和測量的儀器,它給予我們有關最重要的化學系統——人身——的消息,爲其他儀器所不易得到的。它能很快地、精確地和無痛地揭發因自然放射源、人造落塵或醫用目的的同位素示蹤劑,而積聚在體內的放射性物質的種類和數量。和其他計數器一樣的是,它也計數放射性物質的放射量,而不同的是,全身計數器經常用於總計全身所承受的放射性劑量,而非僅量某一小面積或某一特殊器官。

全身計數器對於研究人類和動物的生理活動非常有用,它在計算因放射性物質暴露過量的人員所受的劑量上有很大的價值。它並能顯示給醫生,他的病人的身體內有多少脂肪和多少筋肉。也給予醫生,關於缺乏鉀所引起的肌肉營養不良和其他疾病的線索,及判斷愛斯基摩人(*Eskimos*)和拉普蘭得人(*Laplanders*)體內積聚的落塵量,多於緯度較低的人們有多少。以上所講的只不過是一些例子,醫學上和科學上的新用途,正在與日俱增。

1920年代,當鐳元素危險的性質被認識後,人們第一次感到需要一種儀器,來估計某些工廠工人體內的鐳含量。而直到1950年代,科學家才利用某些晶體、液體或塑膠,因γ射線撞擊而發光的特性,設計出新型的輻射度量儀器。

用來檢驗人體組織所含輻射劑量的儀器,主要的型式有兩種:

一種最普通的全身計數器,是用碘化鈉晶體作輻射偵檢器。被檢驗

的人，坐在一座厚鋼牆的房間內的傾斜椅子上，鋼牆的作用是吸收自然背景輻射（*background radiation*）計數，在計數的期間內，晶體放在物體中央幾吋高的上方，這種檢查型式，可用於低階能量輻射或是數種放射性原子所發射出來的射線。

另一種型式是，接受檢驗的物體（包括人）安置在一個圓筒裏，圓筒裏裝著用來檢驗 γ 射線的液體，它的偵檢速率比晶體型式快，敏感性則較差。

參閱“背景輻射（*Background radiation*）”條。

【全波天線】（All-wave antenna）

指能接收或發射廣闊頻率的天線。

【全波接收機】（All-wave receiver）

普通指能接收500至3,000仟赫的接收機。

【全波電橋整流器】（Full-wave bridge rectifier）

電橋整流器（*bridge rectifier*）需用四個二極管構成（見圖6—112）。電橋的交流輸入，是加在四邊形電橋電路的對角上，輸出則由所餘兩對角送出。由於交流輸入電壓的正負半週波都被整流，所以此電路爲一全波整流器。由圖所顯示任一交流半週波時，電流都流經兩

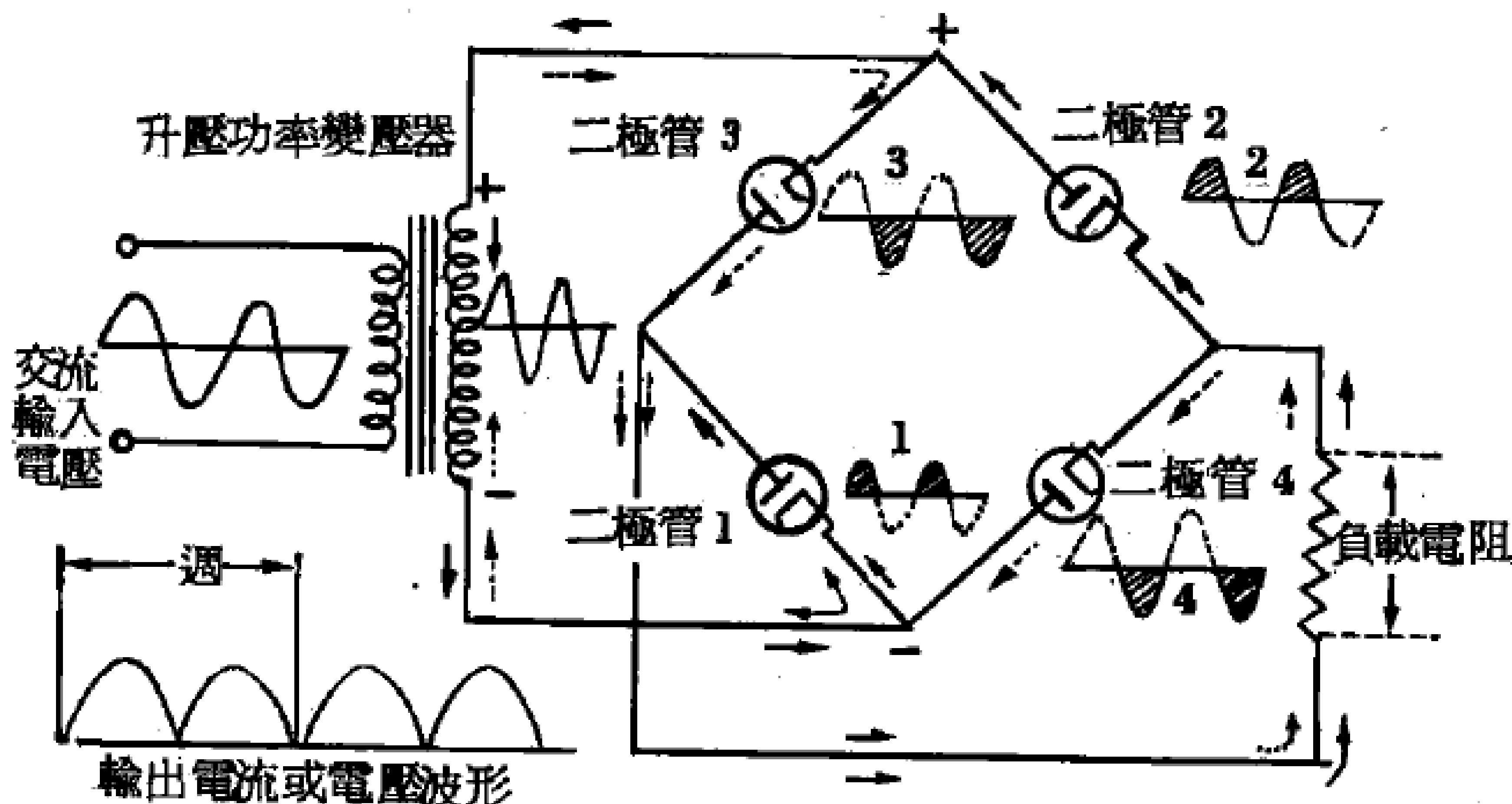


圖6—112　全波電橋整流器

串聯的二極管。

在輸入交流的第一個半週時，先設變壓器次級線圈上端的電壓爲正。次級線圈的端電壓則加在二極管2、負載電阻（R_L）及二極管1的串聯電路上。二極管2的屏極電壓爲正電壓，二極管1的陰極爲負電壓。電流由二極管2的屏極，經其陰極、負載電阻（R_L）、再經二極管1的屏極及陰極回到次級線圈的下端，讀者可看圖中實線箭頭所指的方向。在此第一個交流半週波時，二極管3及二極管4的屏極電壓（對陰極而言）是負的，所以此兩電子管無傳導作用發生，就在圖中二極管3及4旁所繪虛線波形時無傳導作用。所以在第一個半週波，經二極管1及2的傳導，而得一與交流相同的半週波形（見圖中二極管1及2旁的實線半週波形），電流流經負載電阻（R_L），產生壓降。

在交流輸入電壓的第二半週波時，次級線圈的上端爲負電壓，下端爲正電壓，因此二極管1及2無傳導作用，讀者可見圖中二極管1及2旁的虛線負半週波。此時二極管3及4的屏極則爲正（對各自的陰極而言），電流由二極管4的屏極經陰極、負載電阻（R_L）、再經二極管3的屏極、陰極而回到次級線圈上端，圖中電流的方向就是虛線箭頭所指的。在此第二個交流半週波時，是藉二極管3及4的傳導，而產生與交流半週波相同的半週波，電流流經負載電阻（R_L）產生壓降。在兩個正負半週波時，流經負載電阻（R_L）的電流方向都相同，在第一半週波時，電流由二極管2經負載電阻（R_L）上端流入，由其下端流入二極管1。在第二半週波時，電流則由二極管4流入負載電阻（R_L）的上端，經下端而進入二極管3。因此可知流經負載電阻（R_L）的電流，在任何輸入交流半週波時都是同方向，並且輸出的漣波頻率爲交流輸入電壓頻率的二倍，與前節所討論全波整流器的輸出相同。

在同一功率變壓器條件下，全波電橋整流器的輸出電壓約爲全波整流器輸出電壓的二倍。這是因爲全波電橋整流器功率變壓器次級線圈的

全部端電壓，都加在兩串聯的二極管（管2及1或管4及3）上，而全波整流器變壓器次級線圈的端電壓分爲兩部分，以供給兩個二極管。但是全波電橋整流器也有其缺點，就是需用四個二極管不合經濟原則。同時也因爲各二極管的陰極電壓都不相等，所以也不可能將兩個二極管放在一個玻璃殼內，使成爲雙二極管（*duodiode*）。並且絲極所需的電源，需另用功率變壓器供給，所以也增加其成本。但金屬氧化物的整流器及晶體二極體的整流器，就沒有絲極存在，所以無需另加功率變壓器。一般全波電橋整流器，多用硒晶體及氧化銅整流器構成。

【全波整流】（Full-wave rectification）

一種對交流電進行整流的電路。在此電路中，在半個週期內，電流流經一個整流零件，而在另外半個週期內，電流流經第二整流零件，並且兩個整流零件的連接能使流經它們的電流以同一方向流過負荷。與半波整流所不同的，是在全波整流中利用了交流的兩個半波，這就提高了整流器的效率，並使已整電流易於平滑。因此在整流器中廣泛地應用著全波整流。爲了實現全波整流，二極整流管通常便安裝兩個屏極。

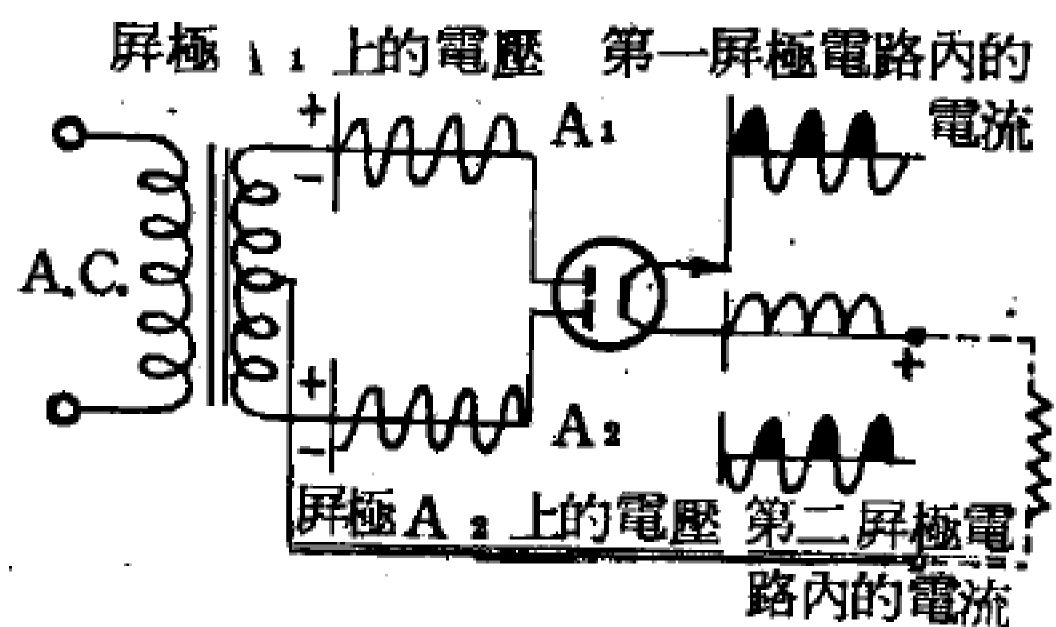


圖6—113

參閱“全波電橋整流器（*Full-wave bridge rectifier*）”條。

【全波整流器】（Full-wave rectifier）

爲一包含兩個特別設計二極管的眞空管，具有一公共陰極和兩個單獨屏極，通常應用於全波整流的線路中（如圖6—114）。

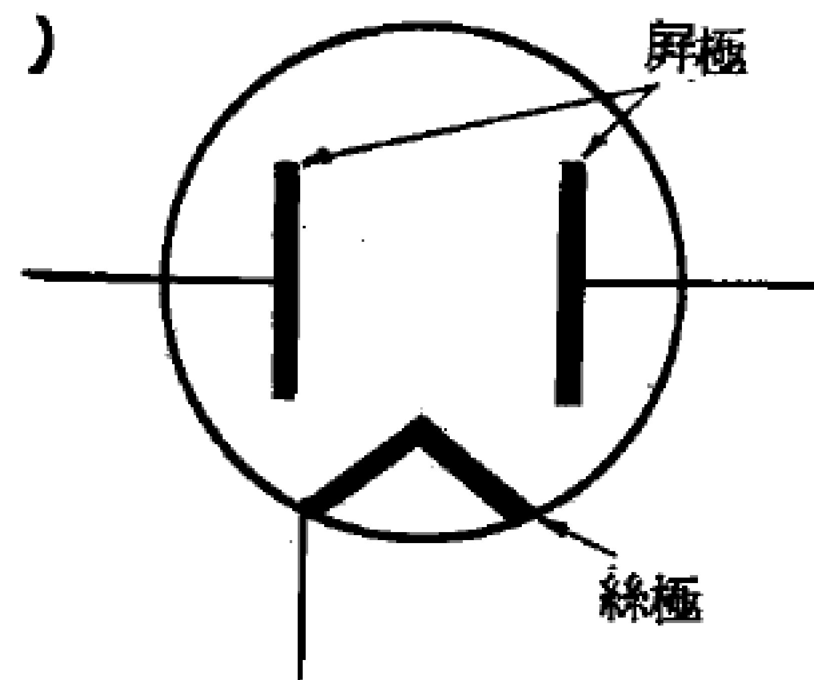


圖6—114

全波整流器電源變壓器應採中分接頭（*center tap*），如圖6—115(*b*)爲共

用點（*common point*），於是(*a*)對(*b*)，與(*c*)對於(*b*)電壓，具有 180° 相差，通常以 350*V* — 0 — 350 *V* 表示之，即(*a*)至(*b*)爲 350*V*，(*c*)至(*b*)亦爲 350*V*，則(*a*)至(*c*)爲 700 *V*。

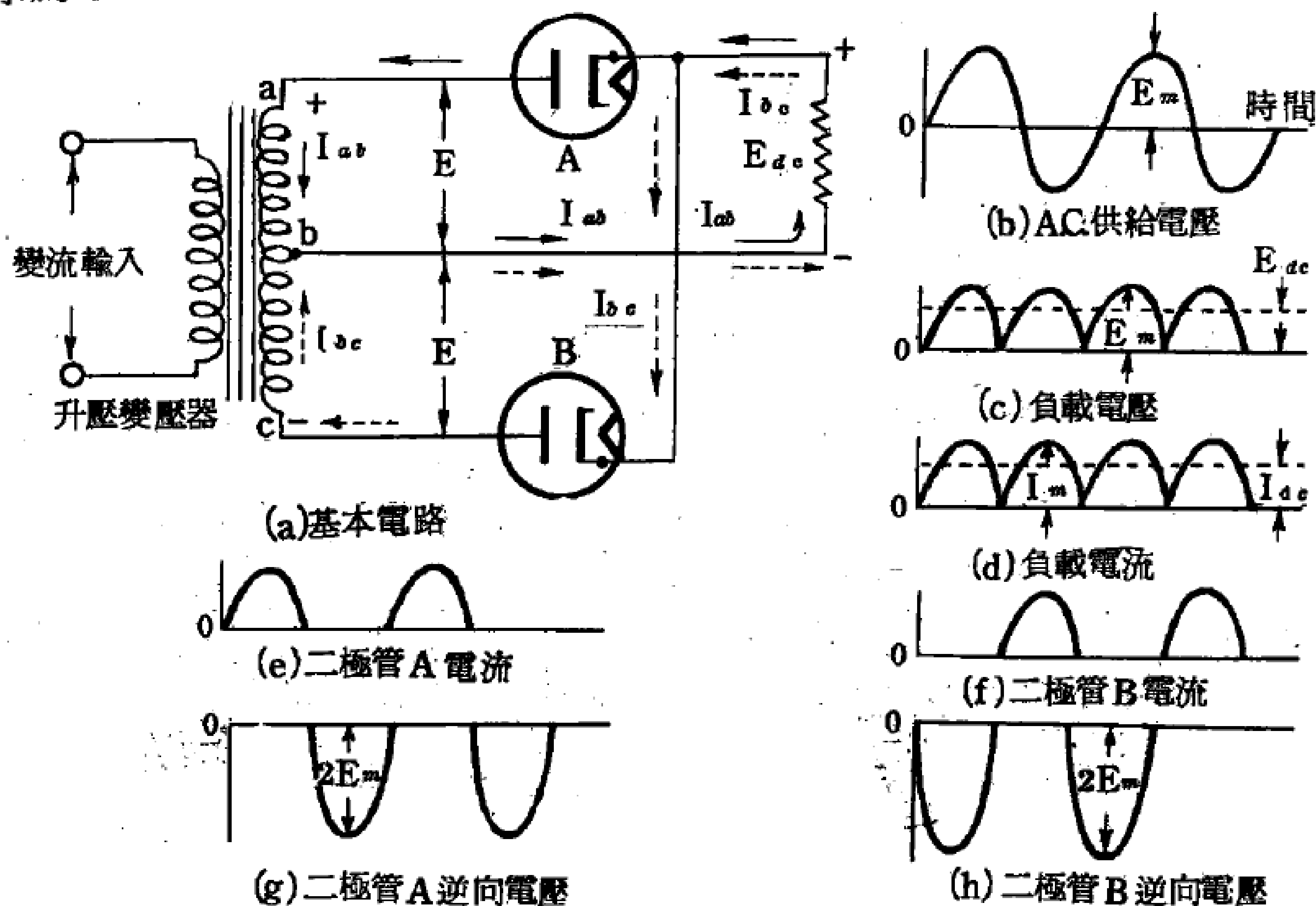


圖 6 — 115　全波整流電路

如(*a*)對(*b*)爲正時，則(*c*)對(*b*)爲負，於是管*A*導電，管*B*截流。當(*a*)對(*b*)爲負時，則(*c*)對(*b*)爲正，於是管*A*截流管*B*導電，因此 *A.C.*每一半週皆有電流通過負載，其輸出電壓與電流之波形如圖 6 — 115 (*c*)及(*d*)。

設變壓器次級每邊電壓爲E_m，(*a*)至(*b*)爲$+E_m$，假設管*A*內阻等不計，則負載上電壓爲E_m，然此管*B*爲$-E_m$，即管*B*屏極電壓爲負，由於負載上無管*B*輸出電壓，則作用於管*B*電壓爲逆向電壓$-E_m$，此$-E_m$即管*B*的最大反峯電壓（*peak inverse voltage*）。

反之，當管*B*導電時，管*A*屏陰極間亦爲E_m之反峯電壓。因此變壓器每邊電壓之峯值爲 350*V*時，則最大反峯電壓應選擇爲 350*V* 之二極管擔任（此爲無濾波電容時情形）。

因全波整流爲交替導電，其各項整流因數則與半波整流時不同：

$$E_{dc}=\frac{2}{\pi}E_m=\frac{2\sqrt{2}E}{\pi}=0.636\,E_m=0.9\,E$$

$$I_{dc}=\frac{2}{\pi}I_m=\frac{2E_m}{\pi R_L}=\frac{2\sqrt{2}E}{\pi R_L}=\frac{E_{dc}}{R_L}=0.636\,I_m=\frac{0.9E}{R_L}$$

因全波整流之有效值爲$E_m/\sqrt{2}$，負載之直流電壓$2E_m/\pi$，設E_r爲紋波電壓（*ripple voltage*）之有效值，則

$$(\frac{E_m}{\sqrt{2}})^2=(\frac{2E_m}{\pi})^2+E_r$$

$$E_r^2=\frac{E_m^2}{2}-\frac{4E_m^2}{\pi^2}=(\frac{1}{2}-\frac{4}{\pi^2})E_m^2$$

$$E_r=\sqrt{\frac{1}{2}-\frac{4}{\pi^2}}E_m=0.307\,E_m=0.434\,E$$

紋波因數爲E_r/E_{dc}之比，故

$$紋波因數=\frac{E_r}{E_{dc}}=\frac{0.307\,E_m}{0.636\,E_m}=0.482$$

負載之A.C.功率

$$\frac{E_m}{\sqrt{2}}\times\frac{E_m}{\sqrt{2}R_L}=\frac{E_m^2}{2R_L}$$

負載之D.C.功率

$$\frac{2E_m}{\pi}\times\frac{2E_m}{\pi R_L}=\frac{4E_m^2}{\pi^2R_L}$$

於是整流效率

$$\frac{4E_m^2/\pi^2R_L}{E_m^2/2R_L}=\frac{8}{\pi^2}=0.812$$

已知半波整流之變壓器利用因數爲 0.287，因全波整流器所用之變壓器其次級線圈係兩個半波整流電路，每邊皆通過直流電流，故全波整流之變壓器利用因數應爲半波整流的兩倍，於是全波整流之變壓器利用

因數：

$$2\times 0.287=0.574$$

如果考慮變壓器整個繞阻，即變壓器初級的功率

$$E_{dc}=\frac{2\sqrt{2}}{\pi}E \qquad I_{dc}=\frac{2\sqrt{2}}{\pi}I$$

則

$$E=\frac{\pi}{2\sqrt{2}}E_{dc} \qquad I=\frac{\pi}{2\sqrt{2}}I_{dc}$$

於是初級輸入功率

$$EI=\frac{\pi^2}{8}E_{dc}I_{dc}$$

則*A.C.*輸入功率與*D.C.*負載之功率比，即變壓器利用率

$$\frac{E_{dc}I_{dc}}{EI}=\frac{8}{\pi^2}=0.812$$

在實際上，常以平均數值表示變壓器利用率，即

$$\text{平均變壓器利用率}=\frac{0.574+0.812}{2}=0.693$$

此說明全波整流器的利用率為69.3％，設*IKV.A.*之變壓器，實際可利用功率為639瓦。但全波整流直流經過於每一繞組其方向相反，因此直流對於變壓器鐵芯飽和相互抵銷。

【全音階】(Whole tone)

樂曲以振動數為若干之音為原音，其餘諸音之振動數，均與之有一定之比，順其比之大小排列則得一音階，是謂全音階，或僅謂之音階。

【全通網路】(All pass network)

不削弱任何頻率之網路。

【全載】(Full load)

淨重加上有用載重量等於全載，有時亦稱總重 (*gross weight*)。

【全壓力】(Total pressure)

物體全面積上所受的力，稱爲全壓力。

【共平面力】(Coplanar force)

諸力之作用線皆在同一平面者。

【共同歸路】(Common return)

如電子管的陰極電路就是各電極的共同歸路。

【共析質】(Eutectoid)

亦即易熔質，當鋼鐵內部含碳量增加至 0.20％以上時，肥粒鐵 (*ferrite*) 首先自沃斯田鐵 (*austenite*) 析出之溫度則降低，直至碳含量約 0.80％時，自沃斯田鐵不再析出游離肥粒鐵爲止，此種鋼則稱爲共析鋼或低熔鋼。

【共析點】(Eutectoid point)

任何金屬之共析點乃一固熔體變化發生之最低溫度，亦即沃斯田鐵平衡分解爲肥粒鐵及雪明碳鐵 (*cementite*) 之最低溫度。

【共振】(Resonance)

一振動系統受交變策動力作用，回應達到最大振幅的狀態，稱爲共振。在聲學中的最大回應則叫共鳴。當策動力的頻率與系統無阻滯的固有振盪頻率相同時，即爲共振狀態。

在有電感和電容串聯的交流電路中，電路的阻抗 Z 爲

$$Z=\sqrt{R^2+(\omega L-\frac{1}{\omega C})^2}$$

式中 R 是歐姆電阻，$\omega=2\pi\times$頻率，L 是電感，C 是電容。由上式可知當

$$\omega L=\frac{1}{\omega C}$$

時，即成爲阻抗僅與電阻有關的情況，由於 L 和 C 值高而電阻 R 甚低，則電流甚大，這就是共振情形，可謂電路已調至特定頻率。此時跨過電感和電容的電壓降落常常甚大，但因彼此互爲異相，故電路的總電壓降

落仍小。當電感與電容並聯時，也能得到類似的共振，此時各支路中的電流甚大，但因異相，合併後電路總電流仍小。故在串聯共振中合成阻抗小，在並聯共振中合成阻抗大。

在力學系統中，設一振動體受回復力 $-kx$ 和阻力 $-bv$，k 和 b 是常數。x 是一維振盪時至平衡點的距離，阻力與速率 v $\left(=\frac{dx}{dt}\right)$ 成正比而方向相反。振體再受外力而強迫振動，設外力爲 $F_m \cos\omega' t$，F_m 是外力的最大值，$\omega' =$ ($2\pi \times$ 頻率) 是其角頻率。由第二運動定律

$$F = ma$$

得振動的運動方程式爲

$$ma = -kx - bv + F_m \cos\omega' t$$

則
$$m\frac{d^2x}{dt^2} + b\frac{d^2x}{dt} + kx = F_m \cos\omega' t$$

此方程式之解爲

$$x = \frac{F_m}{G} \sin(\omega' t - \delta)$$

式中
$$G = \sqrt{m^2(\omega'^2 - \omega^2)^2 + b^2\omega'^2} \qquad \omega = \frac{k}{m}$$

及
$$\delta = \cos^{-1}\frac{b\omega'}{G}$$

由以上諸式可知系統以策動力的頻率 ω' 振動，且爲無阻滯之諧和運動，並非以其固有頻率 ω 振動。

當 $b = 0$ 時，卽爲無阻滯，G 值爲 $|m(\omega'^2 - \omega^2)$。當策動力的頻率 ω 與系統的固有頻率 ω 相差甚大時，則 G 亦大，卽運動振幅甚小。當策動頻率趨近固有頻率時，卽 $\omega' \to \omega$，若 $b = 0$，可知 $G \to 0$ 而振幅 $F_m / G \to \infty$。實際上總有若干阻滯，卽 b 雖小但不爲零，故振幅雖可變爲很大，但仍爲有限之值。振盪振幅最大時的情形就是共振。

圖 6 — 116 中繪有五條曲線，以策動頻率 ω' 對固有頻率 ω 之比的函數表示強迫振動的振幅，每曲線對應不同之阻滯常數 b 值。曲線(a)表

$b=0$時的振幅，卽無阻滯之時。此時因外力不斷將能量供入系統而又無消耗，故在$\omega'=\omega$時振幅變爲無限大。實際上總有摩擦，振幅仍應爲有限值。曲線(*b*)和(*c*)表示強迫振動的振幅在阻滯增加時的情形。當*b*變小時，共振尖峯愈靠近在$\omega'/\omega=1$處之垂線。

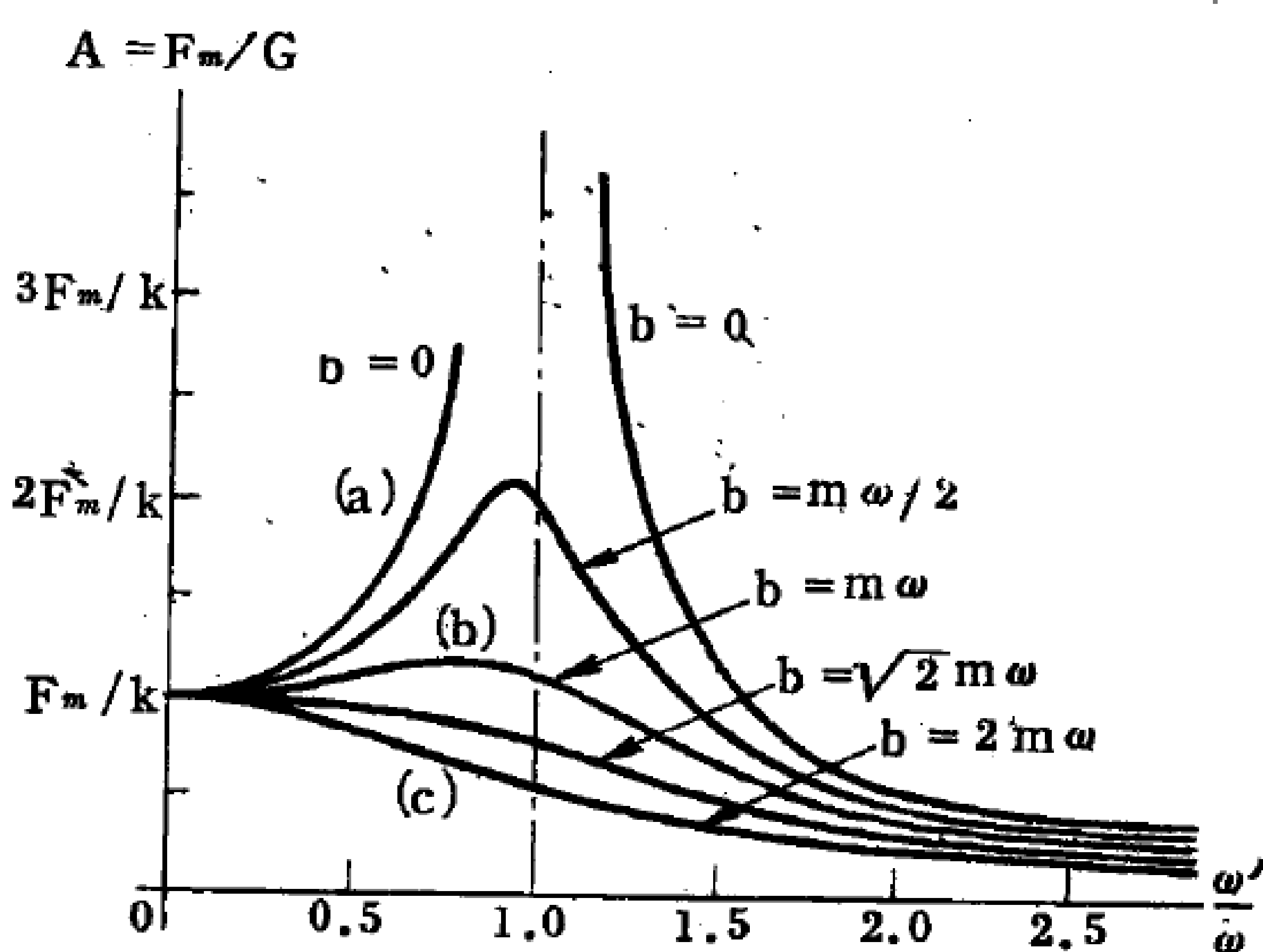


圖6—116

【共振廻路】(Resonant circuit)

如波長大於1厘米，則可用與天線相連之共振$L-C$廻路(頻率自選)。量度在天線中(被放大後)之感應AC.電壓。

【共振逃遁機率】(Resonance escape probability)

在中子減速過程中，通過一共振能域($eV-KeV$)，由於在此能域中，許多元素有相當之受激態，因此大大增加中子被物質吸收的機率。表示中子通過此共振能域而不被共振吸收(*resonance absorption*)的機率稱爲共振逃遁機率。以式表之爲

$$P \fallingdotseq e^{-\int_{E}^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\zeta(\Sigma_a+\Sigma_s)} \frac{dE}{E}}$$

式中E_0爲中子的初能量，Σ_a、Σ_s爲吸收及散射截面(包括在中子減速時遭遇之所有物質在內)，ζ爲每次碰撞時能量對數值的平均增加，此積分又可表示爲

$$\frac{1}{\zeta}\int_{E}^{E_0} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_s} \frac{1}{1+\Sigma_a/\Sigma_s} \frac{dE}{E}$$

舉例言之，就 ^{238}U 而言，其 $\Sigma_a = \sigma_a(^{238}U)N_U$（$N_U$ 爲每立方厘米中 ^{238}U 的原子數），此積分數可寫爲

$$\frac{N_U}{\zeta\Sigma_s}\int_E^{E_0}\frac{\sigma_a(^{238}U)}{1+\dfrac{\sigma_a(^{238}U)N_U}{\Sigma_s}}\frac{dE}{E}$$

設在有大量緩速劑（其吸收機率甚小）中，^{238}U 密度僅佔甚微之比例，即 $\sigma_a(^{238}U)N_U \ll \Sigma_a$，則有

$$RI=\int_E^{E_0}\sigma_a(^{238}U)\frac{dE}{E}=240\text{ 邦}$$

爲無限稀薄 ^{238}U 分佈時的共振積分。

通常狀況下則有

$$RI_{eff}=\int_E^{E_0}\frac{\sigma_a(^{238}U)}{1+\dfrac{(^{238}U)N_U}{\Sigma_s}}\frac{dE}{E}$$

$$=\int_E^{E_0}\sigma_{aeff}(^{238}U)\frac{dE}{E}$$

對以天然鈾作燃料，石墨作緩速劑的混合體，其 RI_{eff} 及 P 之值列如下表：

N_C/N_U	RI_{eff} (b)	P
200	72	0.58
300	87	0.64
400	100	0.68
500	112	0.69

【共振粒子】（Resonances）

從實驗事實所累積的資料指出有極短壽之粒子的存在，這些粒子叫做共振粒子，它們的半衰期太短（約 10^{-20} 秒或更小）以致於在氣泡室中不留任何可辨認的痕跡。至今已被觀測到的這類共振粒子之數目約有

80個。

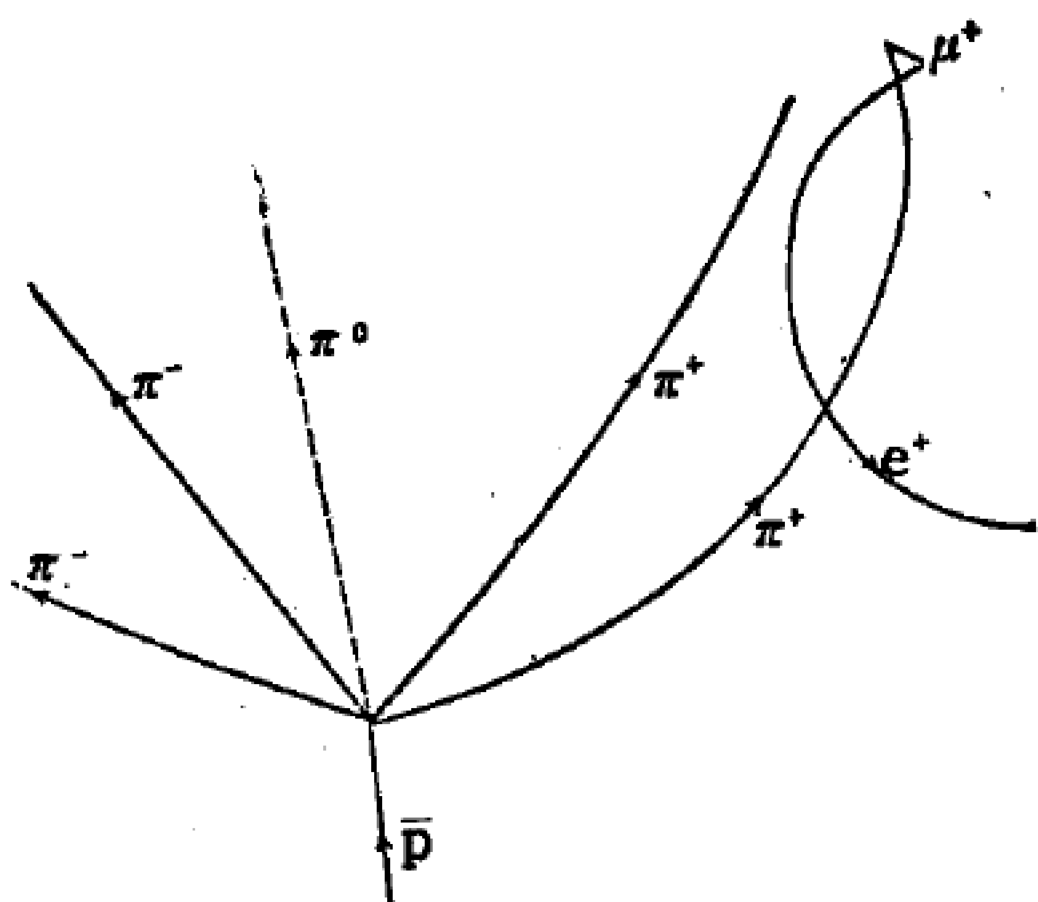
【共振腔】(Resonant cavity)

一種空心金屬容器，可用以產生非常高頻率的振盪。其激發方法很多，振盪頻率由共振腔的大小決定。

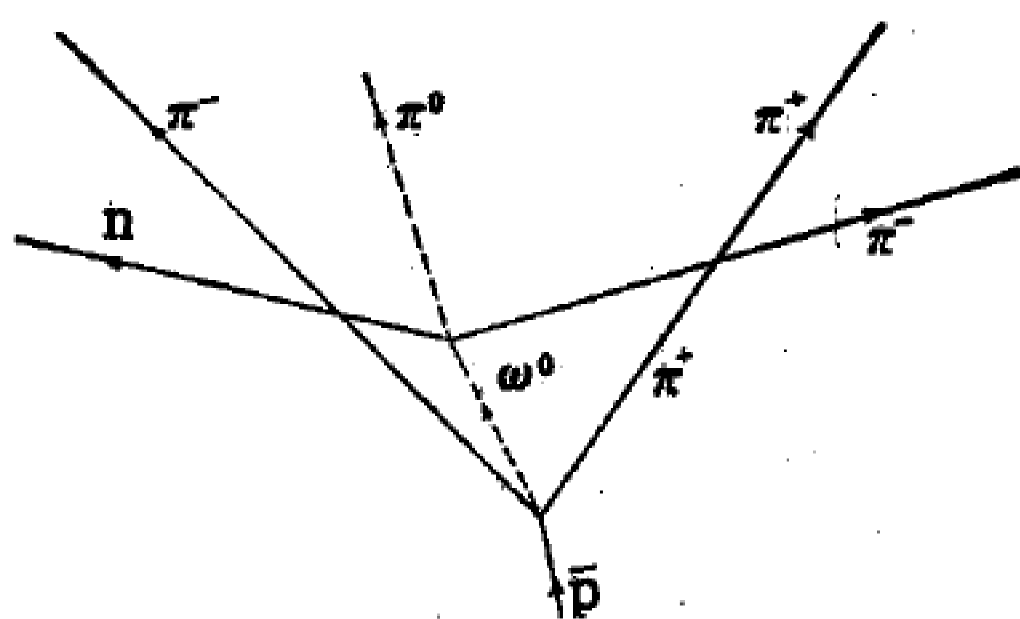
【共振態】(Resonance state)

共振態所表現的是生命期(*life time*)極短的粒子。通常，當一個粒子的生命期爲 τ 時，它在空間所進行的路徑大致是 $c\tau$。當這個數值太小時(比如說，在 $1mm$ 以下)，我們就沒有辦法看出這個粒子的軌跡(不管在氣泡室或在其他探測儀器內)。因此我們被迫用間接的方法去測知這種粒子的存在。這種情形發生在 0^- 介子中的 π°、η°，$\frac{1}{2}^+$ 重子中的 Σ° 以及 1^- 介子，$\frac{3}{2}^+$ 重子(Ω^- 除外)等粒子上，而測知這些粒子的最常用的辦法，是觀察粒子散射截面的共振(*resonance*)。

讓我們來看一看這種短生命期的粒子有什麼樣的表現，圖6－117(a)是照一張氣泡室照片描下來的圖



(a)按照原來氣泡室照片描下來的各粒子軌跡(磁場使帶電粒子的途徑彎曲)



(b)在想像中放大約 10^{18} 倍，顯出 ω° 粒子

圖6－117　ω° 共振態的圖示

，圖中所顯現的過程是：

$$\overline{p} + p \longrightarrow 2\pi^+ + 2\pi^- + \pi^\circ \qquad (1)$$

其中 π° 因是中性粒子，故在氣泡室內不顯出來，在圖內以虛線代之。從這一張照片，我們看不出有甚麼特別，可是我們現在知道(1)式的過

應該被分成兩個過程：

$$\left.\begin{aligned} p+p &\longrightarrow \pi^{+}+\pi^{-}+\eta^{\circ} \\ \eta^{\circ} &\longrightarrow \pi^{+}+\pi^{-}+\pi^{\circ} \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

η° 很快就衰變成三個 π° 介子，這種衰變過程是由於電磁交互作用，因此 η° 的生命期非常短，大約爲 10^{-20} 秒左右。η° 在被產生後，剛跑出強交互作用的程限，就衰變掉。圖 6—117(*b*)爲在想像中將整個圖放大了約 10^{13} 倍後的大致形像。

這種生命期極短的粒子，既然不能被直接顯示出來，我們就要看它的間接效應。首先，讓我們想像下面的過程

$$\left.\begin{aligned} A+B &\longrightarrow C+D+E \\ C &\longrightarrow F+G+H \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

由於 F，G，H 粒子都是由 C 粒子變來，由動量與能量的守恆，我們得

$$\vec{p}_C=\vec{p}_F+\vec{p}_G+\vec{p}_H \qquad E_C=E_F+E_G+E_H$$

$\vec{p}$ 和 E 都是相對論的動量與能量。由於 C 是一個粒子，因此

$$E_C^2-\vec{p}_C^{\,2}c^2=m_C^2c^4 \qquad (4)$$

m_C 爲 C 粒子的靜止質量。因此

$$(E_F+E_G+E_H)^2-|\vec{p}_F+\vec{p}_G+\vec{p}_H|^2c^2=m_C^2c^4 \qquad (5)$$

如果我們檢驗很多張關於

$$A+B\longrightarrow D+E+F+G+H$$

的照片，而發現其 F，G，H 粒子的能量與動量都差不多服從（5）的關係，則我們就可以知道，這三個粒子一定是由一個生命期極短的粒子衰變出來的；由（5）我們還可以得到這個粒子的靜止質量。

另一方面，既然 A 與 B 合成爲 C，C 粒子能存在一段短時間，則當 C 衰變時，往往與 C 的被產生不相關聯。換言之，只要 A 與 B 的能量與動量恰好能產生 C（我們必須把帶各種動量的 C 粒子都考慮在內），則 C 粒子就可能被產生，當 C 過了一段時間衰變時，其衰變產品的方向與

原來A及B粒子的方向較少關係。在這種情況下，籠統的表現是，A粒子與B粒子發生散射，而當A與B的能量與動量適合產生C時（通常是將一個粒子固定，而調整另外一個粒子的動量，產生C，D，E的或然率特別大。在別種能量，則其或然率就會遠較小。這就表現在A粒子對B粒子的散射截面上，當能量與動量適合時，散射截面就會突然大起來；由這裏，我們就可以得到C粒子存在的證據，這種散射截面突然大起來的地方，就是共振。圖6—118顯示（$\pi^+ p$）以及（$\pi^- p$）彈性散射的散射截面。

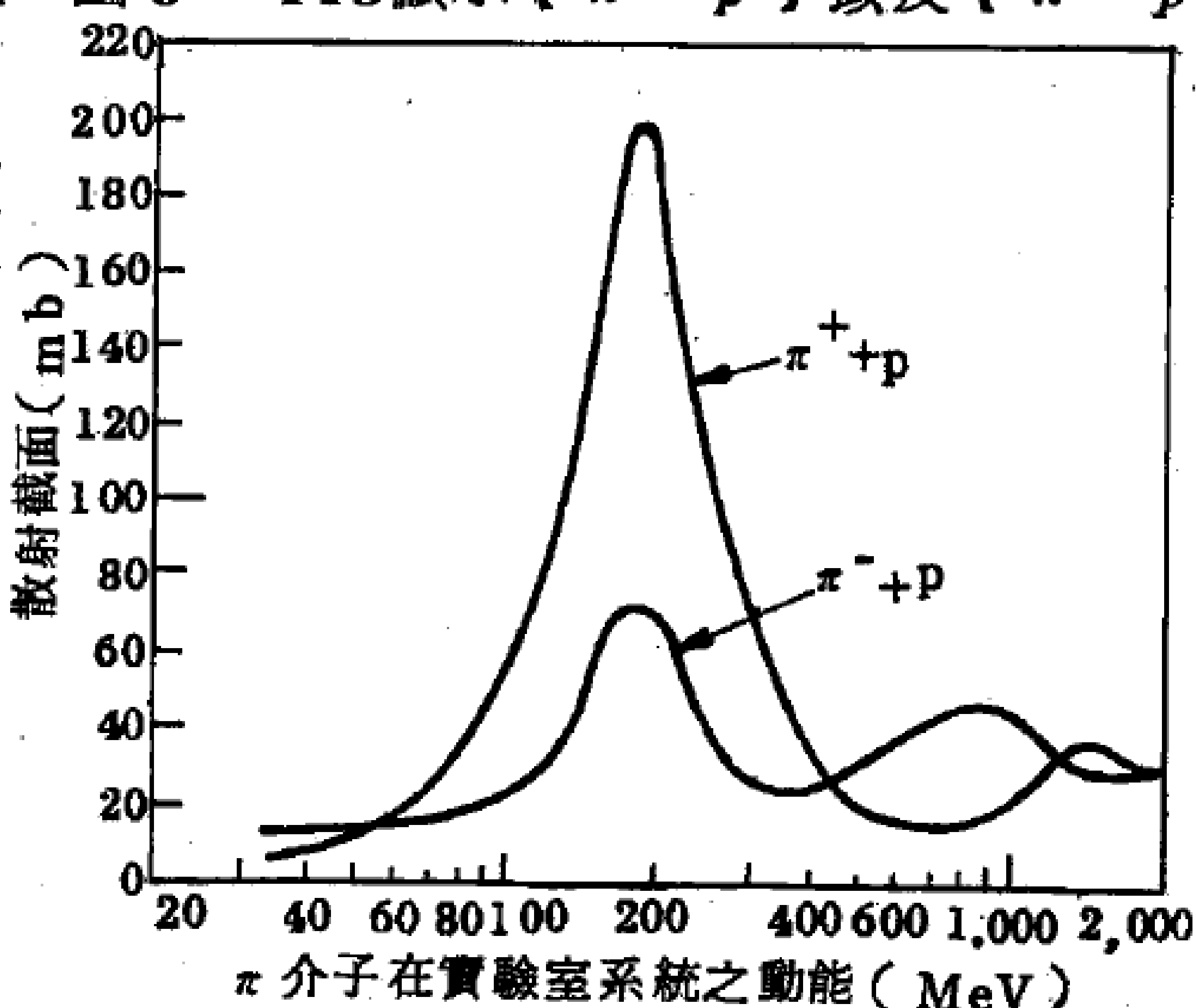
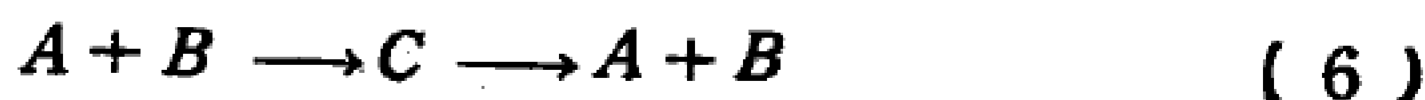


圖6—118.
$\pi^+ p$與$\pi^- p$的散射截面，我們可以看到很清楚的共振，這兩個共振態分別是Δ^{++}與Δ°，都是屬於$\frac{3}{2}$重子。

共振粒子的生命期很短，令這個生命期為τ，我們沒有辦法知道這個粒子會在什麼時候衰變，換言之，共振粒子的衰變的時間有一個τ的不確定，因此，由量子力學，陪伴著於這個時間的不確定就會有一個能量的不確定。$\Delta E = \hbar/\tau$，這個能量的不確定，就使得共振有一個寬度，而從共振的能量寬度上，我們也就可以估計共振粒子的生命期。

通常在比較簡單的散射過程中也會表現出共振態。例如



$$A + B \longrightarrow C \longrightarrow A + B \qquad (6)$$

這在表面上看起來是一個彈性散射過程（*elastic scattering process*）。然而當A與B的能量和動量適合產生C時，A與B的散射截面就會突然增加，而造成共振態。由共振時A與B的動量和能量就可得C的質量：

$$m_C = \frac{1}{c^2}\left[(E_A + E_B)^2 - |\vec{p}_A + \vec{p}_B|^2 c^2\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (7)$$

通常令一個粒子固定（令其爲B），則由共振時A粒子的能量E_A就可得到共振粒子的質量：

$$m_C = \frac{1}{c^2}\left[(E_A + m_B c^2)^2 - (E_A^2 - m_A^2 c^4)\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= \left[m_A^2 + m_B^2 + 2E_A m_B / c^2\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (8)$$

而C粒子的生命期τ使共振有一個$\Delta E_A \approx \hbar/\tau$的能量寬度。由量子力學的結果，在共振能量的附近，散射截面的形式大致如

$$\sigma(E) \propto \frac{1}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} \qquad (9)$$

E_R就是共振時的能量，而Γ則是共振的寬度。請注意$|E - E_R| = \Gamma/2$時，σ降到$\sigma(E_R)$的一半，這也可被用來定義共振寬度Γ。再由Γ我們可以估計共振粒子的生命期爲$\tau \sim \hbar/\Gamma$。

【共振箱】（Resonance box）

即共鳴箱。

參閱“共鳴箱（*Resonance box*）”條。

【共振器】（Resonator）

由共振而發音的物體，稱爲共振器或共鳴器。圖6－119爲赫爾姆霍茲共振器（*Helmholtz's resonator*）其爲一黃銅球殼，有大小兩孔，大孔a備接收傳來的聲波，小孔b備插入耳道，以察其由共振而生的音。在傳來音波中，如含有與此共鳴器相同的最低音者，即生共振，否則寂然。利用此器，可將樂音中所含的各種單音分析出來。

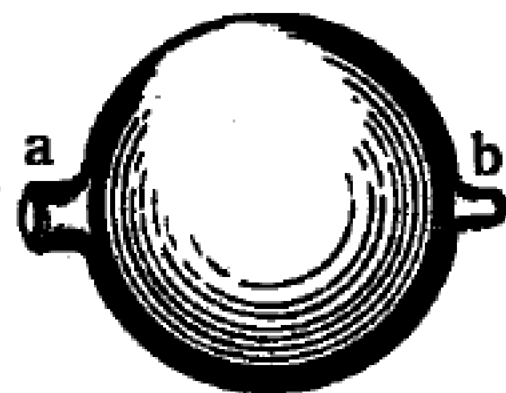


圖6－119

【共振積分】（Resonance integral）

在原子及分子物理學中，共振積分的定義爲對換一個或二個電子時

，包含不同波函數的積分。以氦爲例，若在1s態及 2s 態電子的波函數分別爲ψ_{1s}及ψ_{2s}，則此二電子對換之靜電能的共振積分爲

$$I=\iint\psi_{1s}(1)\psi_{s}(2)(1/r_{12})\psi_{1s}(2)\psi_{2s}(1)d\tau_1\,d\tau_2$$

式中二積分皆對整個空間積分。

【共振螢光】(Resonant fluorescence)

從實驗觀測到散射波之強度視原波之頻率及散射角度而定，一重要特色爲當入射輻射之頻率等於原子（或分子）譜之一頻率時，散射波就更強，此結果即所謂共振螢光，這是必然的物理情況，因似乎很明顯的是在那些頻率時，由波吸收之能量較大，發射輻射之強度也必較大，且這些頻率與原子發射譜之頻率相同；但在異於發射譜之頻率時，散射仍然可觀。

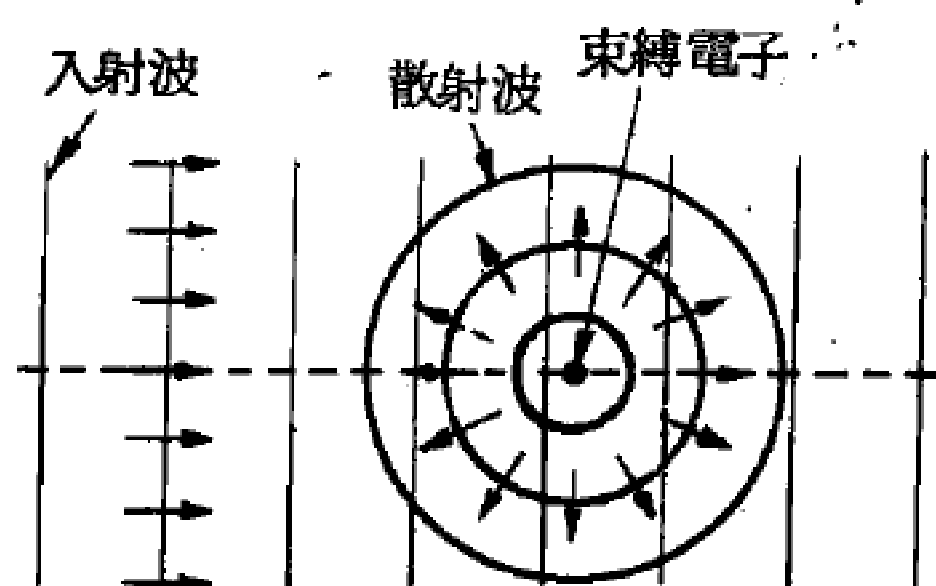


圖6－120　一束縛電子對輻射的散射

【共振頻率】(Resonant frequency)

一電路的回應（ *response* ）最大（或最小）時的頻率，即達到共振狀態時的頻率，稱爲共振頻率。頻率到達使生最大振幅回應時爲振幅共振；使生相回應時（即在頻率至使電抗爲零時）爲相共振；當策動力的頻率是電路的固有頻率時即爲週期共振。

在量子力學系統中，當入射輻射的頻率滿足波爾條件(*Bohr's condition*)

$$\nu=\frac{E_f-E_i}{h}$$

時，即生共振吸收；式中E_f和E_i是系統的終態和初態能量，h是浦朗克常數（ *Planck's constant* ）。

【共軛分子】(Conjugate molecules)

分子中若含有兩個以上的雙鍵，而雙鍵之間僅隔以一單鍵時，例如丁二烯$H_2C=CH-CH=CH_2$，兩雙鍵能相互影響，故稱爲共軛雙鍵

。有共軛雙鍵的分子，其能量較普通雙鍵分子更低，而在紫外線及可見光部分有特異的吸收光譜帶。假設形成雙鍵的 π 電子軌道互相重疊，而形成不定位分子軌道（*delocalized molecular orbitals*），則可解釋此等分子的性質。

【共軛動量】（Conjugate momentum）

對於一組動力系統，要寫下它的運動方程式前，可以先引進該系統的特性函數，即拉格朗函數

$$L = L(q_1、q_2、\cdots q_f；\dot{q}_1、\dot{q}_2、\cdots\dot{q}_f；t)$$

式中 q_i 表空間坐標，$\dot{q}_i$ 表第 i 個質點的速度，f 表自由度，t 表時間。坐標 q_i 滿足 f 個二階微分方程式：

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \quad (i = 1、2、3、\cdots f)$$

出現在這些方程式中的

$$p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \qquad (i = 1、2、3、\cdots f)$$

就稱爲 q_i 的共軛動量。

【共軛焦點】（Conjugate foci）

詳閱"共軛點（*Conjugate points*）"條。

【共軛點】（Conjugate points）

物體 AB 和像 $A'B'$ 的地位，可互相交換。凡兩點的位置，一點如爲光點，而他點就爲像點，有這種關係的兩點，稱爲共軛點，也稱共軛焦點。如圖6—121。

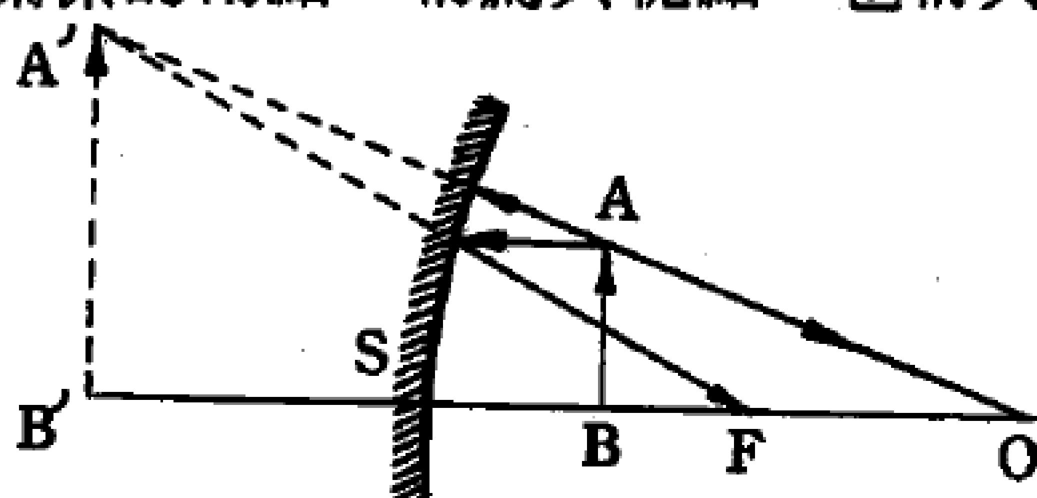


圖6—121

【共基極】（Common base）

電晶體有三種基本電路，共基極、共射極（*common emitter*）及共集極（*common collector*）。共

基極電路如圖6—122，以通用符號代表則如圖右。

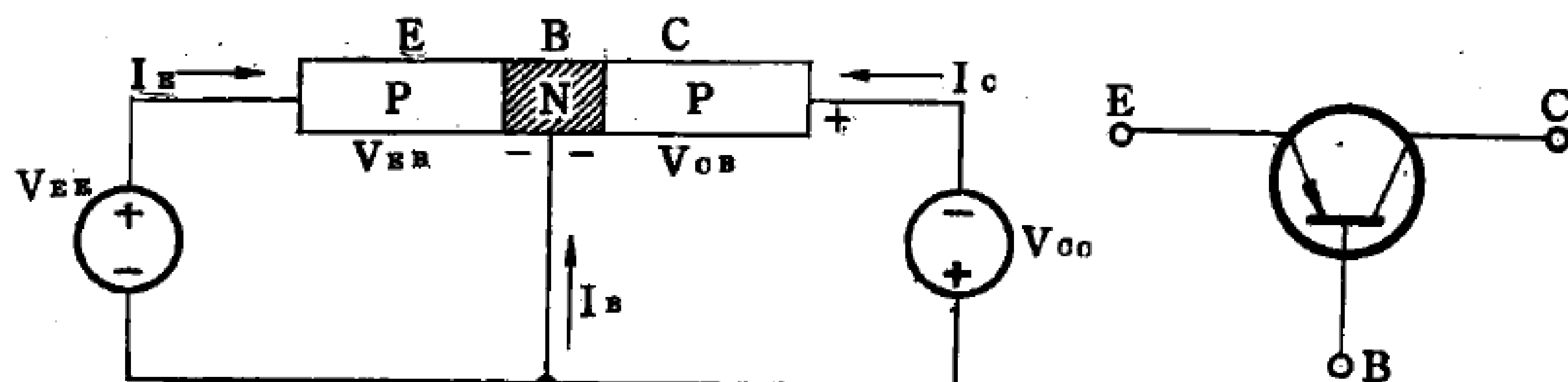


圖6—122

【共軸開關】(Gang switch)

幾個開關裝在一個軸上。

【共鳴】(Resonance)

使兩個共鳴箱相對而立，然後敲擊一共鳴箱上的音叉，經過一段時間後，以手握住被敲響的音叉，使不振動，此時可聽到未被敲擊的共鳴箱產生聲音。這是吾人所熟悉的共鳴現象，這現象將如何解釋呢？每一介質都有它特定的振動頻率，這些頻率有的介質只有一個，有的介質有很多甚至於無限個，當介質與振源相連接，而振源的振動頻率與介質被允許的振動頻率（即波動中之諸諧和的頻率或基音泛音等之頻率）之一相同時，介質即被引起振動，這種現象稱爲共鳴。當二共鳴箱之一振動時，附近空氣即引起共鳴而做相同頻率的振動，此頻率若與另一共鳴箱的被允許振動頻率之一相同，另一共鳴箱即與空氣共鳴，故也能發出聲音。

現我們以一端封閉的管爲例，來探討聲波的共鳴現象。假如封閉端的位置在 $x = l$，開口的一端在 $x = 0$ 的位置，若此管內有聲波，其波動函數的形式必爲

$$\Psi(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \cos \frac{n + \frac{1}{2}}{l} \pi x \left[A_n \cos 2\pi\nu_n t + B_n \sin 2\pi\nu_n t \right]$$

現假設有一聲波傳抵此管；若此聲波是頻率爲 ν_α 振幅爲 A_α 的諧和行進

波，則此管附近的空氣分子必受其影響而作頻率近似爲 ν_α 的振動，因此在開口那一端的另一邊界條件爲（設 $\nu_\alpha \gg \frac{v}{4l}$ ）

$$\Psi(0,t) \simeq A_\alpha \cos 2\pi\nu_\alpha t$$

即

$$\Psi(0,t)=\sum_{n=0}^{\infty}(A_n \cos 2\pi\nu_n t + B_n \sin 2\pi\nu_n t) \simeq A_\alpha \cos 2\pi\nu_\alpha t \qquad (1)$$

將（1）式兩邊各乘以 $\cos 2\pi\nu_n t$ ，並對 t 積分，即

$$A_\alpha \int_0^{\frac{1}{\nu_0}} \cos 2\pi\nu_\alpha t \cos 2\pi\nu_n t\, dt$$

$$=\sum_{m=0}^{\infty}\left[A_m \int_0^{\frac{1}{\nu_0}} \cos(2\pi\nu_m t)\cos(2\pi\nu_n t)\,dt + B_m \int_0^{\frac{1}{\nu_0}} \cos(2\pi\nu_n t)\sin(2\pi\nu_m t)\,dt\right] \qquad (2)$$

式中的 $\nu_0=\frac{v}{4l}$，所以 $\nu_n=(2n+1)\nu_0 \quad n=0,1,2,3\cdots$

或寫成 $\nu_n=n\nu_0 \quad n=1,3,5,7\cdots$

並設 $T=\frac{1}{\nu_0} \quad \omega_0=2\pi\nu_0 \quad \omega_\alpha=2\pi\nu_\alpha$

然後（2）式可被寫成：

$$A_\alpha \int_0^T \cos(\omega_\alpha t)\cos(n\omega_0 t)\,dt$$

$$=\sum_{m=1}^{\infty}\left[A_m \int_0^T \cos(m\omega_0 t)\cos(n\omega_0 t)\,dt + B_m \int_0^T \sin(m\omega_0 t)\cos(n\omega_0 t)\,dt\right]$$

$$m=1,3,5\cdots \qquad (3)$$

因爲

$$\int_0^T \sin(n\omega_0 t)\cos(m\omega_0 t)\,dt=0$$

$$\int_0^T \cos(n\omega_0 t)\cos(m\omega_0 t)\,dt=\begin{cases}0 & n\neq m\\ \frac{T}{2} & n=m\end{cases}$$

所以（3）式的右邊爲 $\frac{T}{2}A_n \quad (n=1,3,5\cdots)$

又因爲

$$\cos(\omega_\alpha t)\cos(n\omega_0 t)=\frac{1}{2}[\cos(\omega_\alpha+n\omega_0)t+\cos(\omega_\alpha-n\omega_0)t]$$

所以（3）式的左邊爲

$$\frac{1}{2}A_\alpha\int_0^T[\cos(\omega_\alpha+n\omega_0)t+\cos(\omega_\alpha-n\omega_0)t]\,dt$$

$$=\frac{1}{2}A_\alpha\{\frac{1}{\omega_\alpha+n\omega_0}\sin(\omega_\alpha+n\omega_0)T+\frac{1}{\omega_\alpha-n\omega_0}\sin(\omega_\alpha-n\omega_0)T\}$$

$$=\frac{1}{2}A_\alpha\{\frac{1}{\omega_\alpha+n\omega_0}\sin(2\pi\frac{\nu_\alpha}{\nu_0}+2\pi n)+\frac{1}{\omega_\alpha-n\omega_0}\sin(2\pi\frac{\nu_\alpha}{\nu_0}-2\pi n)\}$$

$$=\frac{1}{2}A_\alpha\frac{2\omega_\alpha}{\omega_\alpha^2-n^2\omega_0^2}\sin(2\pi\frac{\nu_\alpha}{\nu_0})$$

$$=A_\alpha\frac{\omega_\alpha}{\omega_\alpha^2-n^2\omega_0^2}\sin(2\pi\frac{\nu_\alpha}{\nu_0}) \qquad (4)$$

所以 $A_n=2\nu_0A_\alpha\frac{\omega_\alpha}{\omega_\alpha^2-n\omega_0^2}\sin(2\pi\frac{\nu_\alpha}{\nu_0}) \qquad n=1,3,5,\cdots$

同樣地，將（1）式的兩邊各乘以 $\sin 2\pi\nu_n t$，並對 t 積分，因爲

$$\int_0^T\sin(m\omega_0 t)\sin(n\omega_0 t)\,dt=\begin{cases}0 & n\neq m\\ \frac{T}{2} & n=m\end{cases}$$

卽得

$$A_\alpha\int_0^T\cos(\omega_\alpha t)\sin(n\omega_0 t)\,dt=B_n\int_0^T\sin(n\omega_0 t)\sin(n\omega_0 t)\,dt$$

$$=\frac{T}{2}B_n$$

又因爲

$$\sin(n\omega_0 t)\cos(\omega_\alpha t)=\frac{1}{2}[\sin(n\omega_0+\omega_\alpha)t+\sin(n\omega_0-\omega_\alpha)t]$$

所以

$$B_n=\frac{1}{T}A_\alpha[\frac{-1}{n\omega_0+\omega_\alpha}\cos(n\omega_0+\omega_\alpha)T+\frac{-1}{n\omega_0-\omega_\alpha}\cos(n\omega_0-\omega_\alpha)T]$$

$$= 2\nu_0 A_\alpha \left[\frac{n\omega_0}{\omega_\alpha^2 - n^2\omega_0^2} \cos\left(2\pi \frac{\nu_\alpha}{\nu_0}\right)\right] \qquad (5)$$

$$n = 1, 3, 5\cdots$$

由（4）及（5）式可知，當 $\omega_\alpha \simeq n\omega_0$ 時，A_n 與 B_n 的值遠大於別的係數，在這情況下，管中的波動函數大約可被寫成：

$$\Psi(x, t) = \left(\cos \frac{n}{2l} \pi x\right)\left[A_n \cos 2\pi\nu_n t + B_n \sin \nu_n t\right] \quad (6)$$

在這裏

$$A_n = 2A_\alpha \nu_0 \frac{\omega_\alpha}{\omega_\alpha^2 - n^2\omega_0^2} \sin\left(2\pi \frac{\nu_\alpha}{\nu_0}\right)$$

$$B_n = 2A_\alpha \nu_0 \frac{n\omega_0}{\omega_\alpha^2 - n^2\omega_0^2} \cos\left(2\pi \frac{\nu_\alpha}{\nu_0}\right)$$

$$\nu_n = \frac{nv}{4l}$$

$$n = 1, 3, 5\cdots\infty$$

由（6）式可看出，當 ω_α 差不多為 ω_0 的奇數倍 $n\omega_0$ 時，則能在管內引起頻率為 $n\omega_0$ 的大振幅的聲波，也就是說，當 ω_α 差不多為 ω_0 的奇數倍時，則引起共振。

【共鳴管】（Resonance tube）

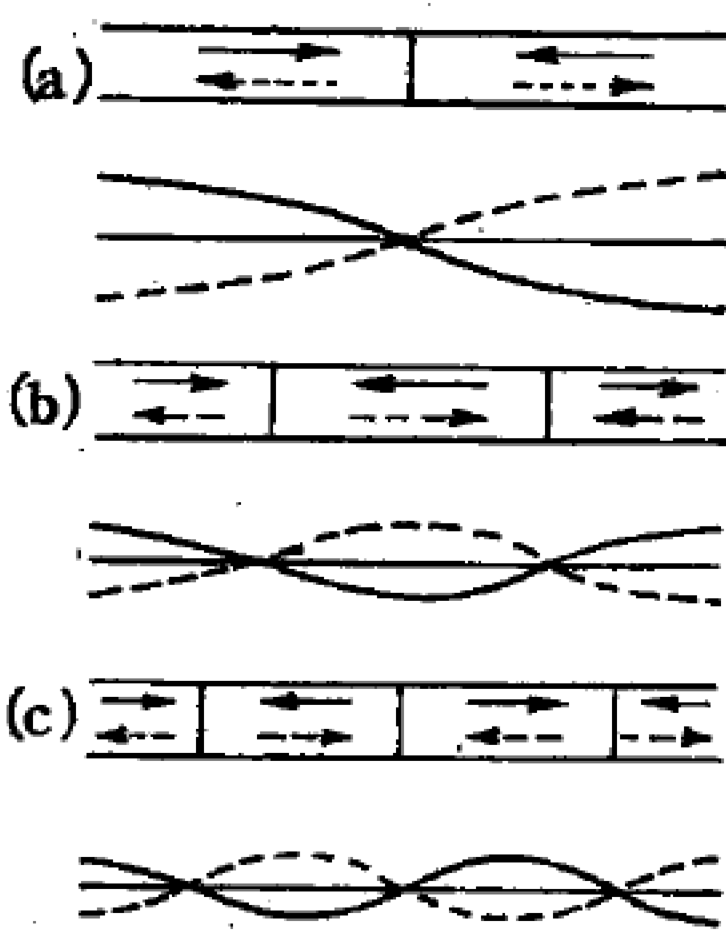
氣柱振動時，有如下的定律：

1. 音的頻率和管長成反比。

2. 開管的管長，為其基音波長的 1/2；閉管的管長，為其基音波長的 1/4。

管內空氣振動時如為開管，則因管的兩端處振動甚大，即成為波腹，其中間為節，如圖 6—123(a)中曲線所示。在此管中僅含一個節，即成為最低的基音。若用力吹奏，則除基音外可使管中含有二節的振動如圖中(b)，其頻率為基音的二倍，稱為第一泛音。因為開管的二端恆成為腹，故含有三個節時，如圖中(c)，則其頻率為基音的三倍，即為第二泛

音。含四個節時，則頻率為基音的四倍，而成為第三泛音。依此類推，可知開管和弦的振動相似，可發奇數及偶數倍數的各種諧音。如為閉管，則管口空氣振動甚大而成為波腹，在管底則由入射波及反射波互起干涉而成為波節，故閉管基音在管內僅含有一波節，如圖(d)所示。如管中的振動含有二個波節時，如圖(e)，則其頻率為基音的三倍，而成為第一泛音，含有三個節時，如圖(f)，則其頻率為基音的五倍。依此類推，可知閉管只能發3、5、7等奇數倍的各種諧音，而不能發偶數倍的諧音。



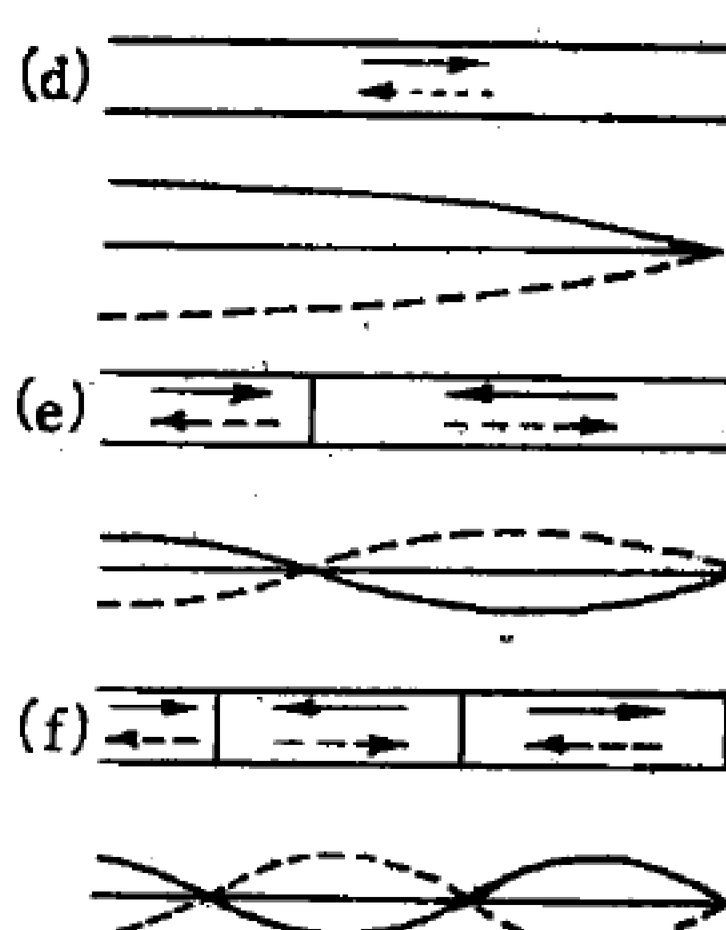


圖6—123　空氣柱振動的節腹

由上的討論及第6—123圖所示，當開管氣柱振動時，管長為聲波波長的1/2λ，2/2λ，3/2λ，4/2λ……；閉管時，管長為波長的1/4λ，3/4λ，5/4λ，7/4λ……。利用此理及圖6—124的共鳴管的裝置，升降水筒T的高度，以調節管柱的長度，使管柱產生共鳴，由二次產生共鳴不同的點，量出管長，可求得音叉所發聲波的波長。

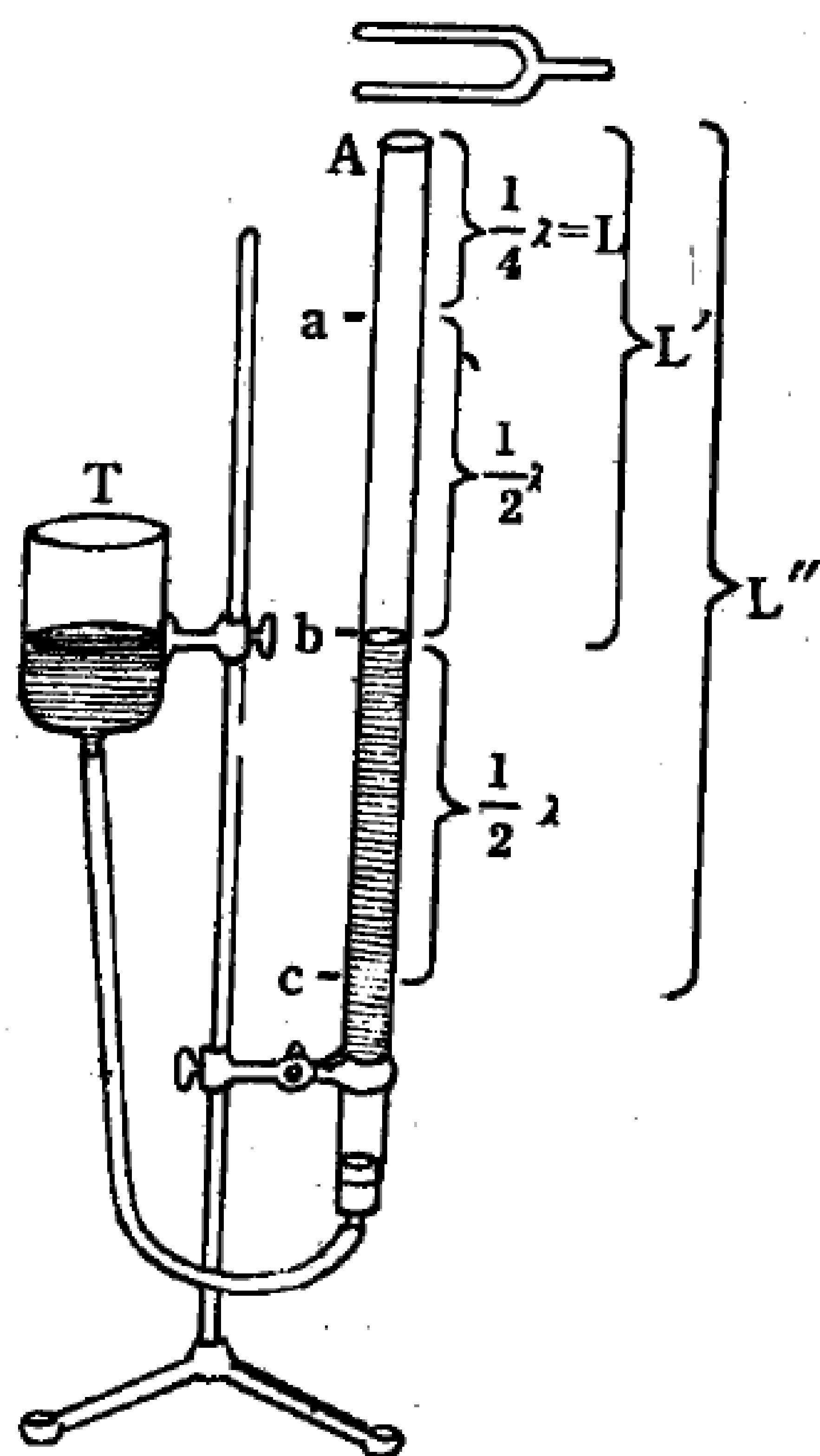


圖6—124　共鳴管

【共鳴箱】(Resonance box)

管樂器是利用共鳴原理，用種種方法加減管內空氣柱的長度，使其和空氣柱長度相應的振動頻率的音起共振。如附裝在音叉的箱，或弦樂器的音箱等(圖6—125)，可以和發聲體所發出的聲音共鳴，使聲音增強起來。例如，把共鳴箱拿掉後敲音叉時，音叉的聲音就顯得很弱。如裝上共鳴箱再敲打音叉時，音叉的振動就傳到箱子，使具有廣大面積的箱子振動，再把振動傳給周圍的空氣。如箱子的大小適當，更因箱子中的空氣柱會起共鳴，聲音即更大。如小提琴等的共鳴箱，製成複雜的形狀，主要就是使其不要只能對一個音共鳴，而能對各種高低不同的音都起共鳴的關係。



圖6—125　弦樂器的共鳴箱

參閱"共鳴(*Resonance*)"條。

【共價晶體】(Covalent crystal)

利用共價鍵結合的晶體。

【共價鍵】(Covalent bond)

當兩個有空價軌道的中性原子接近時，電子軌道會互相重疊，而使價電子傾向於聚集在二原子之間的區域，使二原子互相結合，這種結合鍵稱爲共價鍵。共價鍵通常由一對、二對或三對電子構成，每對電子中的二電子以相反的方向自旋。共價鍵是很強的鍵，例如在金剛石中的二碳原子之間的結合能爲7.3電子伏特，這很接近離子鍵的強度。其實，共價鍵與離子鍵並沒有絕對的界限，當形成共價鍵的電子對漸漸被一原子吸引時，離子鍵的性質就漸顯著。共價鍵與離子鍵是兩個極端，一般晶體的結合鍵都是界於共價與離子之間，所以估計鍵的共價或離子化(

ionization）的程度是非常重要的。

【共線力】（Collinear force）

二力作用方向在同一直線上者，若方向相同，則合力爲二力之和；若方向相反，則合力爲二力之差。

【共點力】（Concurrent force）

諸力作用於同一點者，其合力爲諸力之向量和。

【共點力之合成】（Composition of concurrent force）

假如一些力爲共點力（*concurrent force*）（即諸力作用於同一點），那麼，這些力的合力就是它們的向量和，這一向量和可利用向量合成的方法求得。所以一些共點力$\vec{F_1}$，$\vec{F_2}$，$\vec{F_3}$……的合力是

$$\vec{R}=\vec{F_1}+\vec{F_2}+\vec{F_3}+\cdots\cdots=\Sigma\vec{F_i}$$

如果這些力爲同面力（*coplaner force*），例如在$X-Y$平面內的力，我們得　$\vec{R}=\vec{u_x}R_x+\vec{u_y}R_y$

式中

$$R_x=F_{1x}+F_{2x}+F_{3x}+\cdots\cdots=\Sigma F_{ix}$$

$$R_y=F_{1y}+F_{2y}+F_{3y}+\cdots\cdots=\Sigma F_{iy}$$

$\vec{R}$的大小爲$R=\sqrt{R_x^2+R_y^2}$，它的方向以角α表示

$$\tan\alpha=R_y/R_x$$

【再生放大】（Regenerative amplification）

放大級利用反饋作用以增強輸出的增益，但以未超過振盪點爲限。

【再生接收機】（Regenerative receiver）

在高頻放大級中具有正反饋的電子管接收機的總稱。在柵路與屏路之間具有正反饋時，一部分能量由屏路進入柵路，並且部分地補償了柵極廻路中的能量損失；柵極廻路的衰減因數就降低了。由於這個緣故，柵極廻路中的幅度就增大起來，廻路的諧振銳度也有所提高，即接收機的靈敏度與選擇性增加了。柵極廻路中的能量損失被來自屏極廻路的能量所補償的部分越大，即反饋越強，則再生器的靈敏度就越高。但是如

果反饋太強，以致屏極廻路的能量除了能夠完全補償柵極廻路的損失外，還有餘量，則柵極廻路的衰減因數就變成了負的，柵極廻路中就會有自然等幅振盪產生。在收聽無線電話時，這種振盪與輸入振盪加在一起，就會發生差拍和收音失眞。在接收無線電話時，可以採用這樣的最大反饋，在這個反饋的情形下，還不致於發生振盪，但再生器這時卻具有很高的靈敏度和很大的增益。倘若超過了振盪點，則接收機內就會產生自然振盪，它不僅使接收發生失眞，而且還會擾亂其他接收機的接收，因爲再生器內所產生的振盪能夠從天線輻射出去，作用到鄰近的接收機上。所以用再生器進行接收時，除了將再生器調諧到所收電臺以外，還應仔細地選擇反饋，使接近於振盪點，但不超過振盪點。在接收無線電報信號時，情形正好相反，接收是在振盪點以外進行，再生器的自然振盪就用來獲取中頻或音頻差拍，即用來實現自差式接收。再生器有著各種各樣的電路。其中主要電路就是具有電感反饋的再生器。反饋的大小通常是以改變柵極線圈與屏極線圈之間的距離來調節。在某些再生器電路內，反饋大小是利用串接於反饋電路中的可變電容器來進行調節。

【再生控制】(Regeneration control)

以可變電阻或可變電容控制反饋之電力。

【再生現象】(Regeneration)

射頻放大器從輸出電路反饋部分電力過輸入電路以增加輸出之現象。

【再生檢波器】(Regenerative detector)

在電子管檢波電路中，將射頻電力由屏路反饋至柵路，補償柵路的消耗，最後爭取較大的輸出。

【再發射】(Re - radiation)

接收機振盪器與天線電路隔離不佳所引起之發射，能使另一接收機發生干擾。

【再循環】(Recycling)

經由化學處理，將可裂材料從用過或耗乏的反應器燃料中取回，經再濃化的過程，然後又製成新的燃料元件。

【冰川】(Glacier)

冰雪是氣候中降水現象的一種。起先空中的水氣，遇冷凝結成六角形的小結晶體降落時，一般通稱為雪。這些雪如降在極寒冷的地帶(如南北極)和雪線以上的高山，那就不容易融化，堆積成堅硬的塊狀物，逐漸變成冰雪，冰雪分佈在廣大地區，叫雪原。冰雪顆粒逐漸增大，密度也逐漸增大，便變成蔚藍色透明的冰川冰。

冰川冰因為它的所在地不同，而產生兩種名稱。冰川冰如果是分佈在高山上的谷地的，叫做山谷冰川；如果是覆蓋著島嶼和大陸的，叫做大陸冰川。山谷冰川，依地形的高度及氣候條件(降水)而定，因此它分散到世界各大高山上，大陸冰川則全部分佈在南極洲和北極的格陵蘭島上。

由於積存得很厚的冰雪，會在重力作用下，緩慢地向下滑落。而且冰雪的可塑性的特質，它按照山谷的傾斜形態，把自已塑成河流的樣子，成了一條運動中的冰河流，所以稱此等冰雪為冰川。普通人即使走到冰川旁邊，也不能發覺冰川是在運動中的，因為它走得委實太慢了。在斜坡緩的山谷冰川，每晝夜不過滑走幾厘米的路程，而最快的也不過每晝夜跑它3公尺，根據科學家觀察的結果，阿爾卑斯山冰川每年滑動100公尺，高加索各冰川則每年10公尺至130公尺之間。天山騰格里峯的冰川跑得最快，每年走一公里(1,000公尺)。大陸冰川走得會快一點，每晝夜可達20至40公尺之間，即每年可走7公里至15公里。

【冰山】(Iceberg)

大陸冰川則是向海洋滑下的，當它以冰舌或冰障形式伸入海洋中時，由於它體積巨大，容易碎裂，海浪冲撞等原因，它便碎裂墜入海水中

。但由於冰比水輕，所以，巨大的冰塊就漂流在海上，形成冰山，冰山浮在水中，由於比重輕，冰山的體積，將有七分之六沉沒在水面下，只有七分之一浮出水面，這些冰山順著洋流漂流前進，航海者倘不小心就會受它的危害。

大陸冰川是冰山的發源地，因此，世界上每年有超過五萬座的冰山，都是來自南極洲及格陵蘭的。大約南極洲每年產生三萬六千座冰山，格陵蘭每年產生一萬六千座。

由南極洲產生的冰山多是桌形冰山及角錐形冰山。桌形冰山特點是頂端較平，體積很大，呈雪白色，遠看像一座石膏像，桌形冰山沉入水中的高度一般等於浮在海面的六倍，角錐形冰川的特點是不平的尖頂，高度很大，有時高達數百公尺，顏色呈淡綠色和淡青色。角錐形冰山水下部分一般爲水上部分的二倍。南極冰山很堅固，漂流海上可以達十年之久。

至於由格陵蘭產生的冰山則是不規則的高度大的冰山。高度在60至120公尺之間。由於冰山多由泡性結構的冰塊構成，因此容易被破壞，冰山年齡只有2至4年。

冰山的形成過程，雖經過頗長時間，但它的出現卻是突然的。當一座冰山從母體（冰舌或冰川）分離時，一萬幾千噸的重物，突然投向死寂的海洋，發生震耳欲聾的轟隆聲，並掀起巨浪。當冰山在海面漂流時，便引起航行的危險，在雪暴、下霧或降雪時期，冰山可能突然出現船行方向不遠的地方，那時稍不鎭定便會出事。

有經驗的航海家，最怕是遇上多年冰山的碎片，因它只有很少部分浮出海面，主要部分隱藏在水中，偶一不愼便會遭受致命的撞擊。

但冰山的運行，是有一定規律的，它循著一定的洋流方向運動，同時活動範圍也有一定。加上目前對冰山的情報來得更縝密，因此，像過去的鐵達尼郵船事件的重演是不會再發生了。

【冰之熔化】(Melt of ice)

把 0°C 以下的冰加熱，溫度上升，在 0°C 時開始熔化，一直到全部熔成水，溫度都停在 0°C。並且所加的熱，全部用在把冰的狀態變爲水的狀態。

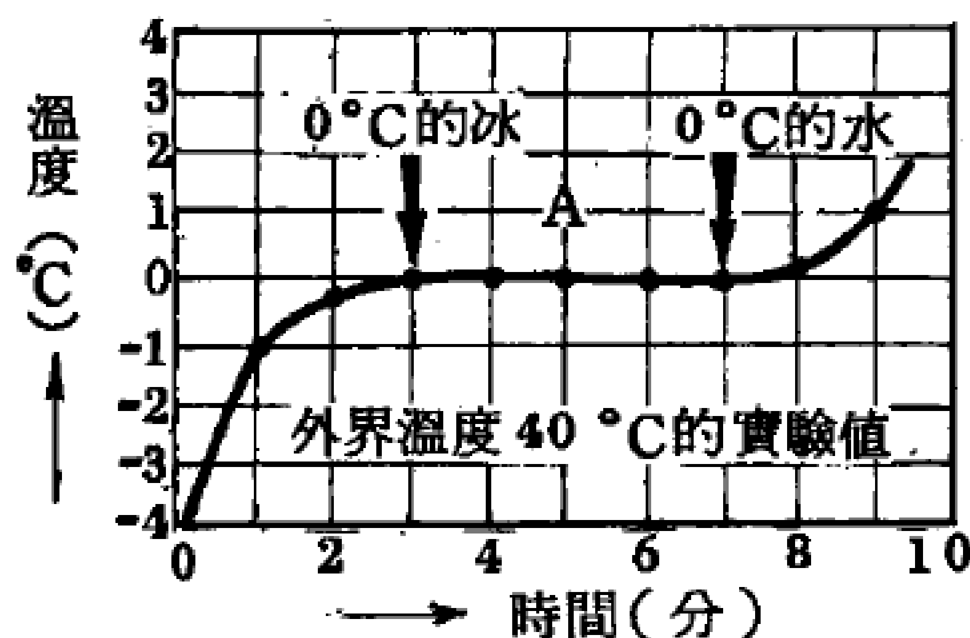


圖 6－126 冰的熔化

圖 6－126，是表示 0°C 以下的冰加熱時，溫度和時間的關係。

如圖表所示，冰開始熔化到熔化完畢之間，無論加上多少熱，始終保持 0°C。圖上 A 點，是指冰剛熔化一半的時候。

【冰卡計】(Ice calorimeter)

冰卡計乃是一種利用熔冰法來求得物體比熱的儀器。其法係將所欲測定之業已加熱的物體，置入冰中使冰熔解。熔解一定的冰所需要之熱量，應與物體冷卻到 0°C 所放出之熱量相等；此項熱量就可用來計算物體未知的比熱。

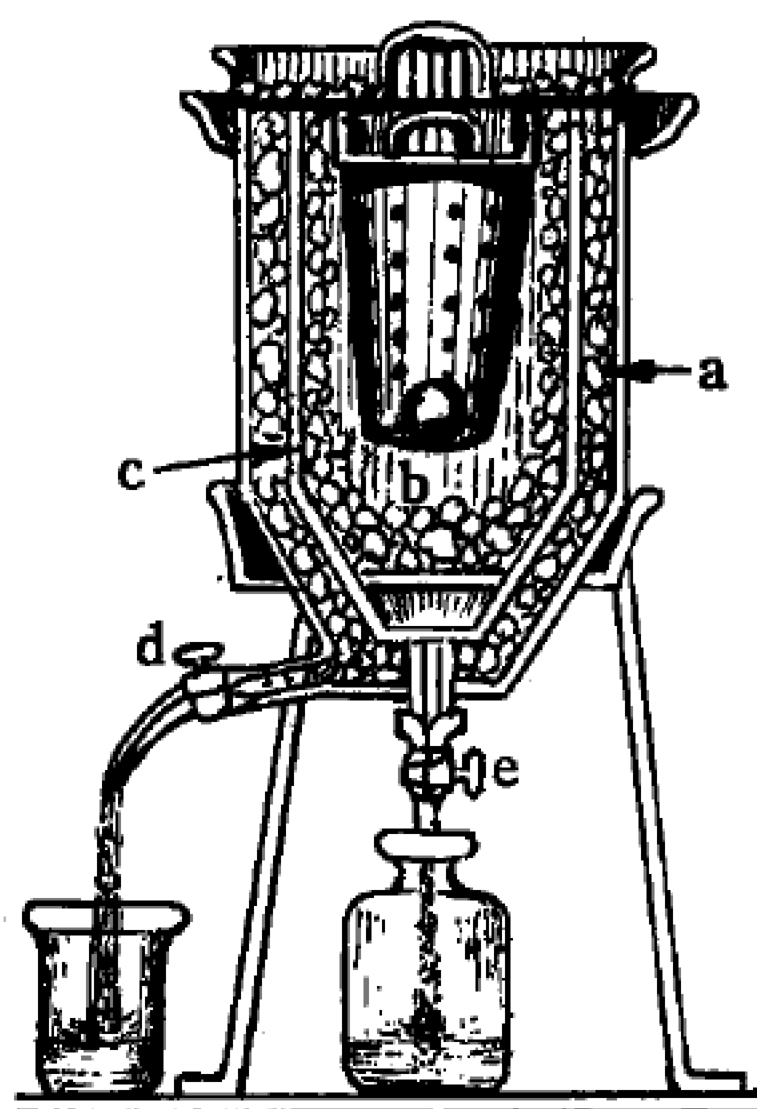


圖 6－127
用拉瓦節和拉普拉斯冰卡計測定物體之比熱

1. 拉瓦節(*A. L. Lavoisier*)與拉普拉斯法(1780年)——早在1760年，布拉克(*Black*)已發明本方法之原理，將 m 克之一物體加熱到 t°C 以後，再將其放置在容器 c 中(圖 6－127)，容器外側圍有兩重冰塊夾層。物體放出之熱可使內層 b 槽中的乾燥冰塊熔解。熔解的水經過管塞 e 流入另一容器後，再加以稱衡；所稱得之結果設爲 M 克。外層 a 槽裏的冰係用以防止外界之熱輸入，使得較爲溫暖的外圍中之熱不能進入 b 槽，將該處之冰塊熔解，而只能將 a 槽中的一部分冰塊熔

解。此一過程能使溫度保持在 $0°C$。a 槽中所熔解的水另由管塞 d 放出。設以 x 代表此物體之比熱，則該物體由 $t°C$ 冷卻到 $0°C$ 時，即放出 mxt 卡。此項熱量係用來使 M 克冰熔解者，惟熔解 M 克之冰計需 $M\times 79.71$ 卡；於是從 $mxt=M\times 79.71$ 式中便得到

$$x=M\times 79.71/mt$$

此種古老方法有一缺點，即準確性甚差，這是因爲熔解的水有一部分附著在 b 槽裏的冰上，所以無法準確地確定其質量之故。

2. 本生法（1870年）——在本法中，因其不用稱衡，而是用量度體積的方法以確定熔解水的克數，所以沒有上述之缺點。冰的體積大於熔解成水的體積。根據本生（*Bunsen*）的量度結果，1克之冰在0°C時的體積爲1.0908立方厘米，1克 $0°C$ 的水則僅爲1.0001立方厘米。所以在1克冰熔解時，其體積要縮小0.0907立方厘米。根據所量得之體積縮小量，便可知道一共有若干克之冰已經熔解。圖6—128所示，爲本生式冰卡計之構造：R 爲一薄壁試管，熔合在一枝彎成 U 形的玻璃管 G 之中，在 G 管內水銀之上部存有妥爲煑沸過的水。試管外端圍繞著一冰套 e，套內另加有一種醚和固態二氧化碳的冷卻劑。在 A 處接裝一根附有水平支管 S 的細管後，就有水銀線進入 S 中。管塞 H 的上部連通一個裝有水銀的小槽，利用 H 即能調節 S 中水銀線的位置。H 在量度時，保持關閉。爲了防避外界的熱的影響，此全套設備應放置於正在熔解的冰中。現在再將已經加熱到 $t°C$ 的物體放入 R，R 中預先存有少許0°C的水，於是物體就在此水中放出它的熱，並由水將此熱傳與冰套。套中的冰稍稍熔解後，由於冰和水在 G 中所佔取之體積縮小之故，外界的大氣壓力遂將

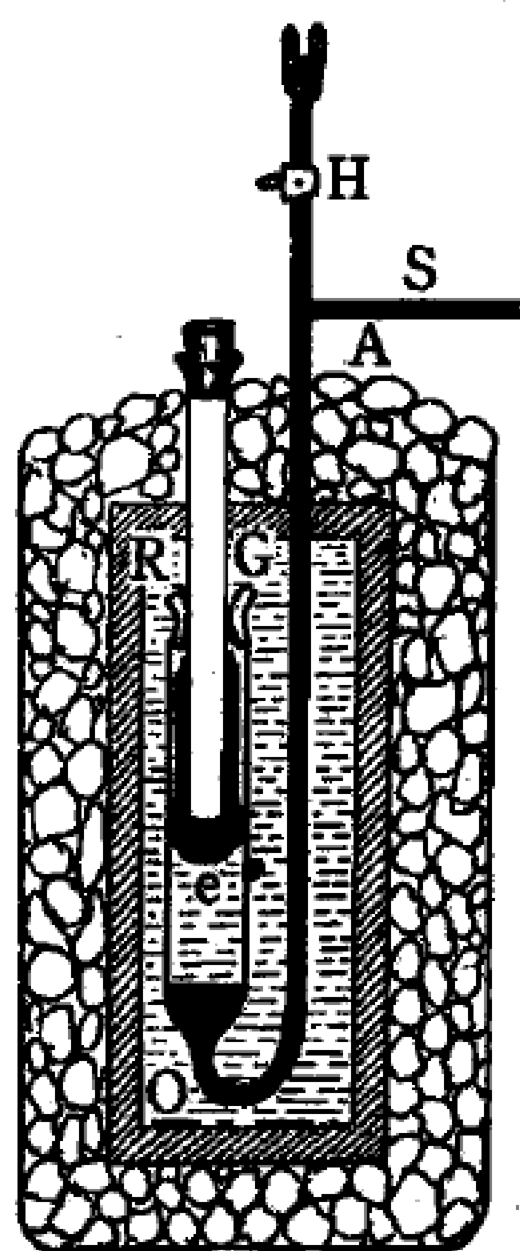


圖 6—128
本生冰卡計測定物體之比熱

水銀驅入此空出之空間，而使水銀在 S 管中縮回。根據縮回長短，就可以計算冰在熔解時所縮減的體積。又因爲每1克之冰熔解時，其體積縮減 0.0907 立方厘米之故，所以體積每縮減1立方厘米，即表示已有 $1/0.0907=11.03$ 克的冰發生了熔解作用；體積縮減 v 立方厘米，即相當於 $v\times 11.03$ 克。此一數量之冰在熔解時需要 79.71×11.03 卡，這也就是加熱了的物體由 $t°C$ 冷卻到 $0°C$ 時所放出之熱量。由於熱量平衡的關係，故可從 $mxt=79.71\times v\times 11.03$ 式中求得

$$x=79.71\times v\times 11.03/mt$$

本生氏法除可得到非常準確的測定結果外，其所欲測定的固體或液體，在本法中亦只需要少量之克數。

【冰柱】(Icicle)

要形成冰柱，一定要同時有兩種溫度，一種是 $0°C$ 以上的溫度，能夠使積雪熔化；一種是 $0°C$ 以下的溫度，能夠使雪水凍結。

事實上正是這樣：傾斜的屋頂上的積雪熔化，因爲太陽光把它曬到 $0°C$ 以上的溫度了；熔化以後的雪水流到屋簷上卻又凍結了，因爲這兒的溫度是在 $0°C$ 以下。（當然，我們說的不是這種由於室內溫度產生冰柱的情形。）

試想像這樣一幅圖畫：晴朗的天氣，溫度只有攝氏零下1～2度，太陽光照在一切物體上；但是這些斜射過來的光線並沒有能夠使地面上的雪熔化。在正對太陽的傾斜屋頂上，太陽光並不像對於地面那麼偏斜，而是用比較陡峭接近直角的角度。因爲太陽射下的光線跟射到的平面所成的角度越大，這個平面給太陽曬熱的程度也越大（屋頂上的雪受到的熱是地面的雪的2～5倍），所以屋頂斜面上曬得比較熱，雪因此就熔化了，雪水一滴一滴從屋簷流下。但是屋簷底下的溫度是比雪度低的，同時水滴還要因爲蒸發作用而冷卻，自然要凝結起來。接著第二滴雪水流到這已經凝結的水滴上也凍起來；這樣下去，逐漸形成了一個小小

的冰球，這些冰球逐漸加長起來，結果就形成了掛在簷下的冰柱。不生火的住宅或倉庫的屋簷所以時常會產生這種冰柱，原因就是這樣。

【冰雹】(Hail)

冰雹是一種災害性的天氣現象，下得大而且久的冰雹不但使莊稼受害，而且能毀壞房屋、死傷人畜。平常我們看到的冰雹像豆粒一般大的較多，大的冰雹像核桃那麼大。在中國雹災嚴重的區域(如山西省部分地方)，冰雹就經常像雞蛋那樣大，有時像碗那樣大，個別的情況像西瓜那樣大！這樣大的冰雹從高空很快降落到地面，當然是很危險的事。

冰雹和雷雨是同路人，雷雲也可以說是冰雹的母親。雷雲是在怎樣的條件產生的呢？第一：是空氣受熱，強烈上升；第二要有大量潮濕的空氣。強烈的上升氣流把下層潮濕的空氣送到上層去，送到一定的高度，由於高空空氣的溫度比較低，空氣包含不了地層送上來的那麼多的水氣，就是一部分被留下來，凝結成雲(這種強烈上升的雲一般是濃積雲或積雨雲)，假如雲的上部溫度在冰點以上，那裏的水氣便凝結成為冰粒，雲的下部卻還是水滴。這樣凝結成的水滴和冰粒，起初都很微小，後來由於空氣的反覆升騰，就逐漸合併成較大的水滴和冰粒。較大的冰粒下降到較低的高度，如果遇到強大的上升氣流，又可以被帶到高空去。沿途上，水滴又附著在上面，到上面遇冷又凍結起來。這樣上升下降、上升又下降，體積也慢慢增大了，一直到上升氣流不能再擡升它們，冰雹便落到地面上來了(實際上我們看到的冰雹，的確是一層一層的)。可見，上升的氣流愈強，冰塊升降的次數愈多，落下來的冰雹也就愈大了。

由於冰雹造成的災害常常很大，所以科學家正在努力用各種辦法預測生成冰雹的時間和地點，還用各種辦法來預先消滅冰雹的母親——雷雲，用來防止冰雹的形成，這辦法都在成功地試驗著；相信總有一天，冰雹的災害必然會被人類的先進科學技術所克服。

【冰障】(Ice barrier)

除了冰原上的冰雪外，還有一百萬方公里的冰舌和冰障，分佈在南極洲的四周。由於南極洲周圍都是陡峻的岩崖，坡度極大。大陸上的冰流受量力作用，有了流動的能力，成爲冰川，降入海中。冰川多分佈在羅斯冰障 (*Ross barrier*)的南岸的莫德皇后山脈及格蘭海姆地。冰川有些是很巨大的，羅斯冰障附近的一條，長 2,200 公里，寬 40 公里，遠看像一條冰龍一樣。

冰障是南極洲的特有現象。冰障像一個架子一樣，把冰雪浮在海面上，因爲它向海那邊，好像峭壁一樣，形成一座長蛇陣似的高大的冰牆，所以稱爲冰障。

南極四周有 16 座冰障，每座面積最少在一萬方公里以上，其中最大的冰障是羅斯冰障，這個碩大無比的冰體，面積達 49 萬方公里,厚度在 150 公尺以上。高山冰川，瀉溜入海，如果瀉入地方是一個有遮蔽的港灣，風浪比較平靜，許多冰川就浮起連合，形成冰原，加上上面的積雪，久之便會成爲冰障了。

【冰點】(Ice point)

這是水的凝固點，也是冰和水相隨時可以轉變時的溫度。正確地說，那是在 1 大氣壓之上，純淨之冰和水相混合存在，並且如沒有由外來之溫度影響，冰不再熔化，水也不會結成冰的狀態時的溫度。攝氏刻度之溫度計上是 $0° C$。

【冰點之變易】(Change of ice point)

純粹之液體，其冰點雖一定不易，若其液中有其他物質溶解在內，則冰點變易。又如以壓力加於液體，則當其凝固時，冰點亦變易。凡鹽類之不飽和水溶液，當結冰時，水與鹽類相分離，而生純粹之冰，其時冰點變易，有一定之規則如下：

1. 溶液之冰點，常較溶劑之冰點低。

2. 冰點降下之度數，與溶質之量成正比例，與溶劑之量成反比例。

3. 用同一之溶劑作濃度相同之各種溶液時，無論其溶質之種類何如，冰點降下之度數，與其溶質之分子量成反比例。

4. 硫黃磷蠟及其他普通之物質，熔融時體積增加，凝固時體積減少。反是，如冰等熔融時體積減少，凝固時體積增加，凝固時體積減少者，加以壓力則冰點上升，凝固時體積增加者，加以壓力則冰點下降。

【冰點（降低）法】（Method of depression of freezing point）

含有某種溶質的溶液冰點和純溶劑本身的冰點有差異，測定這種差異，可用以決定溶質的分子量。非揮發性溶質的溶液，其冰點常比其純溶劑爲低。對稀溶液、冰點的差 Δt 和溶質分子量 M 之間有下列關係

$$M=\frac{\Delta t_m}{\Delta t}a$$

a 爲溶劑 1,000 克中的溶質克數，Δt_m 爲冰點的克分子降低（對 1 克分子的溶質而言），是對溶劑特有的數值，與溶質無關。

【冰鹽寒劑】（Cryohydrate）

當稀溶液凝固而將冰分出時，溶液之濃度將漸增，故如繼續凝固之，則其凝固點將愈下降。如是凝固點將累降至溶劑與溶質同行結晶，而成所謂冰鹽寒劑。

【列氏溫度計】（Reaumur thermometer）

俄人列歐穆（*Reaumur*）所創。冰點爲 0°，沸點爲 80°，分其距離爲80等分。列氏溫度的 $0°R$ 等於零下 $459.69°F$。

【列線圖解】（Nomograph）

一種特殊的圖表，其中以圖的形式表示出若干量之間的關係。利用列線圖解，可以不經演算而直接得出所求數值。進行計算時，通常只要

一根直尺就可以。將直尺放在圖解的標度的相應點上，即可讀出直尺和某一標度相交處的數值。在電工及無線電的計算中，列線圖解應用得相當普遍，特別是在利用近似計算便可解決問題時，就用得更多。

【匣型反應器】（ Tank reactor ）

匣型反應器與水池反應器有很多相似之處（圖 6 — 129 ）。

就基本型式而言，匣型反應器可分爲兩種；第一種我們叫它做“開式匣型反應器”（ *open - tank reactor*），它的動力階達到 500 萬瓦特。第二種可稱之爲“頂蔽式匣型反應器”（*top-shielded tank reactor*），它的動力可以升到非常之高。匣型反應器中之匣像水池式反應器中的水池一樣深，但是要小一點。同時核心是固定在一定的位置上的。實際上，匣型反應器可以看成是一個垂直的圓柱型水池反應器，其直徑剛好能夠放下核心。這種把爐心固定的裝置，可容更多的實驗管，它們從核心通到各個不同的方向。

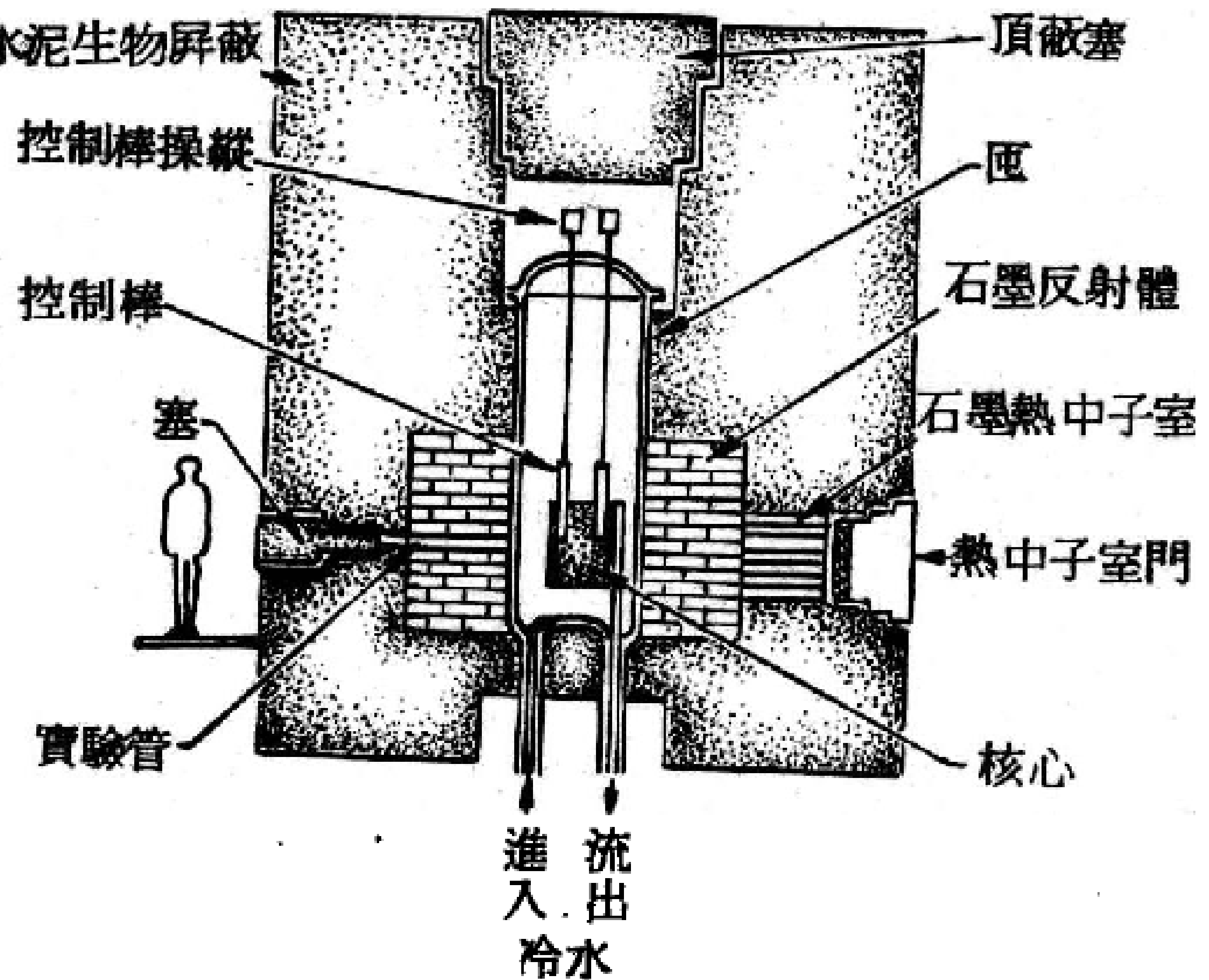


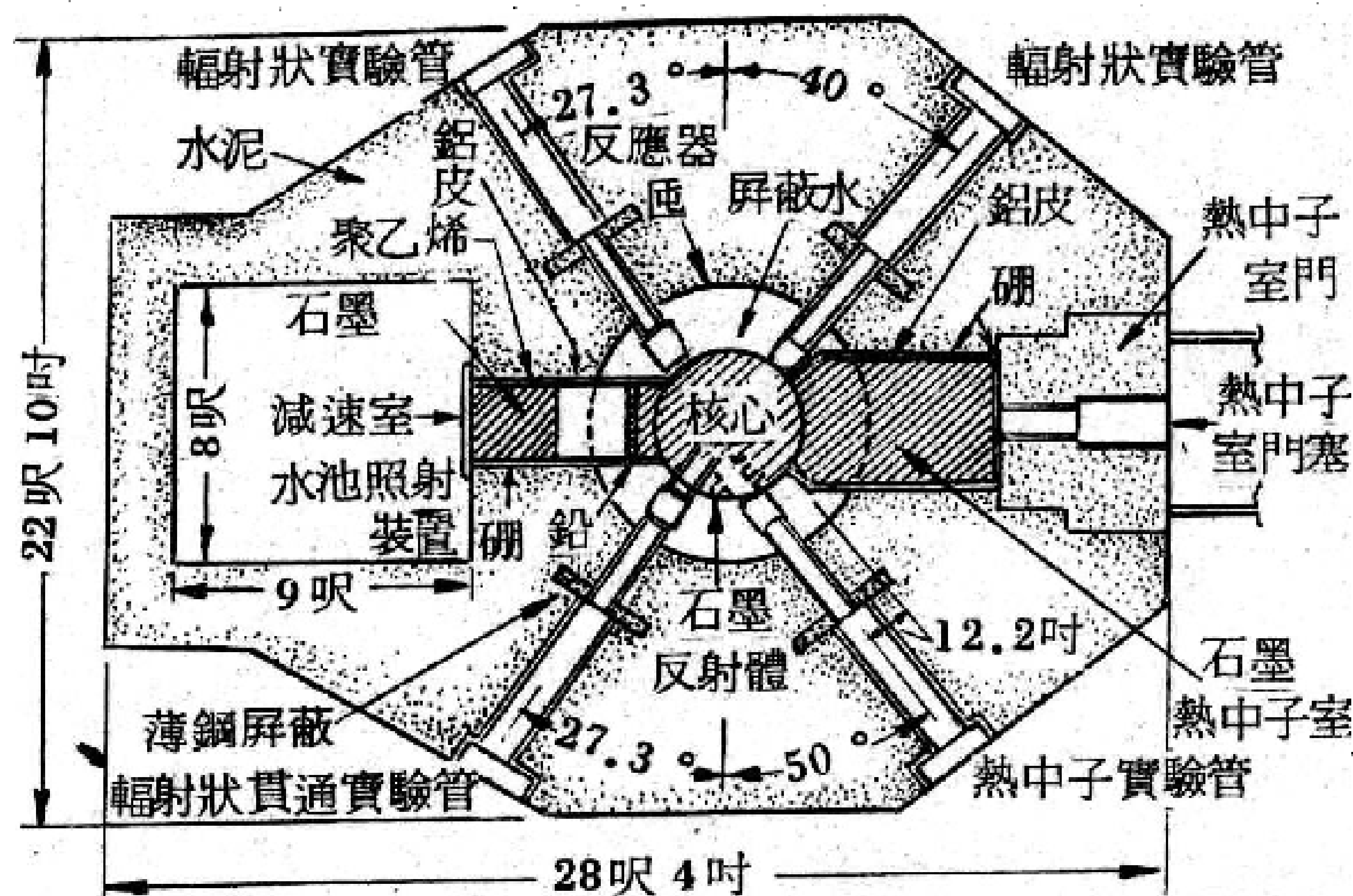
圖 6 — 129　匣型反應器

匣型反應器仍舊可以從頂端接近核心。它的好處是可以把實驗設計裝置在核心或接近核心之處，因爲核心是固定不動的。

許多大學都建有開式匣型反應器，它們不但可以用於穩定操作同時可兼用於脈衝操作（ 見圖 6 — 130 ）。

美國最有用的研究用反應器之一是一座頂蔽式匣型反應器，它是一座美國原子能委員會建造的材料試驗反應器，這座反應器置於一個 30 呎深，6 呎直徑的匣中。當它運轉的時候，頂上蓋有一個鋼蓋。這個材

料實驗反應器有 17 個實驗管及一個水平熱中子室。此外還有許多垂直的孔，從頂端接近核心以供實驗之用。此反應器在 40 百萬瓦動力下運轉，其中子通率在 $3\times10^{14}nv$。



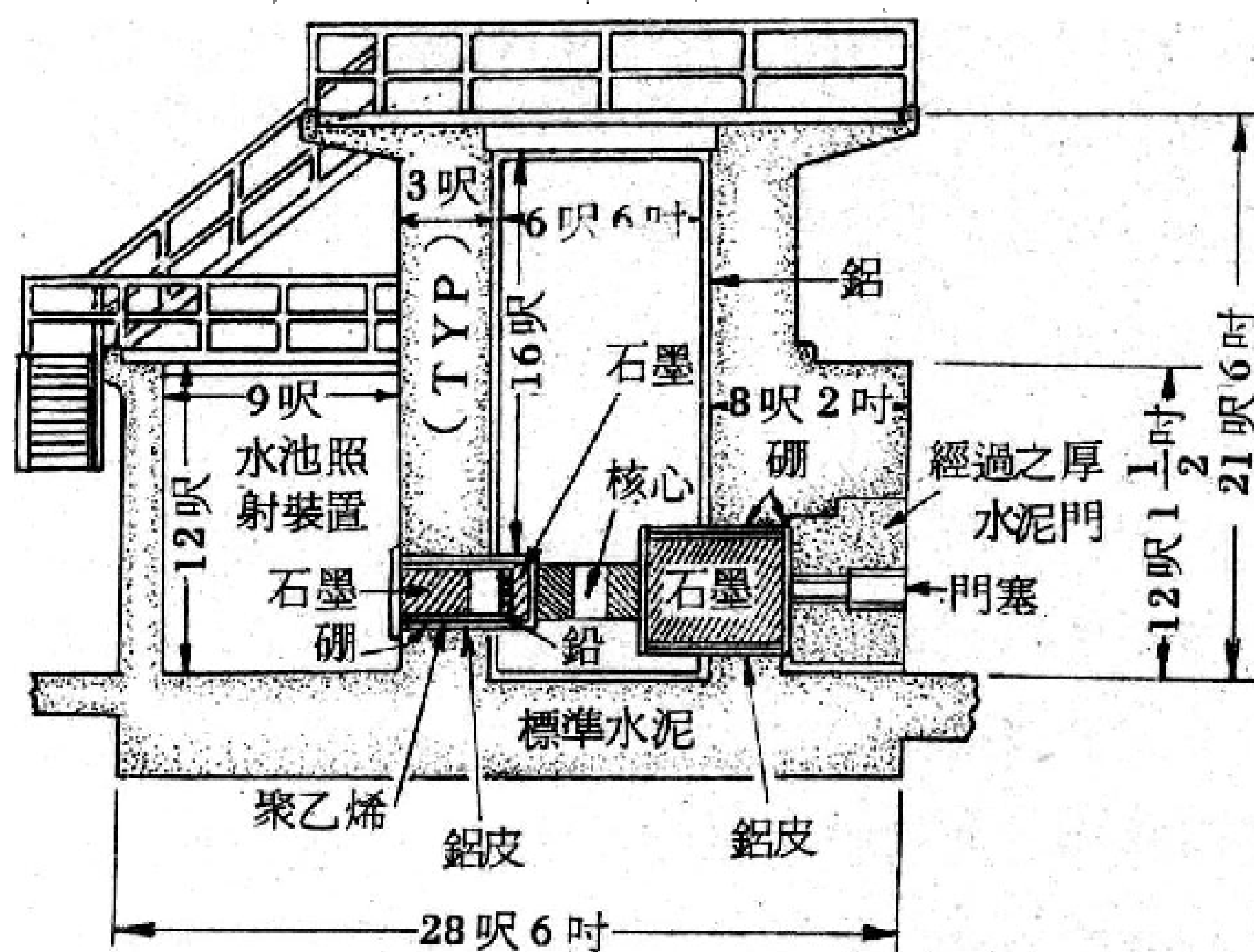


圖 6—130

堪薩斯州立大學的開式匣型反應器，它有雙重作用：穩定操作與脈衝操作。此圖上半部分爲水平剖視圖下半部分爲垂直剖視圖。

密封匣型反應器（*sealed tank reactor*）如材料實驗反應器一樣，可使冷水在高壓下很快循環，所以核心雖小，卻能達到很高的動力。這一點是其他類型的反應器不易辦到的。

頂蔽式匣型反應器可用較淺的匣，配以蓋子及足夠的水泥做核心上

端的屏蔽，雖然如此將不易接近核心，但使其較爲緊密。

【危險係數】(Danger coefficient)

在達到臨界運轉的反應器中，若置入一新物體於器中，由於其吸收部分中子，則反應器的反應度亦隨之改變。此刻控制系統需重新調整，方可維持反應器臨界運轉的狀態。單位質量之物質置於特定的反應器中，其所引起之反應度的改變，稱之爲該物質的危險係數。危險係數與中子通量的平方成正比，藉危險係數方法可測定物質的吸收係數，危險係數可由量度反應器的穩態週期得知。

【吉加】(Giga)

這是一個字頭，用來表示某數爲原數的十億 (10^9) 倍，例如吉加週，即 1×10^9 週 (*Gc／s*)。

【吉永】(Charles Edouard Guillaume 1861 — 1938)

法國物理學家，1861 年二月十五日生於瑞士夫列瑞爾 (*Fleurier*)，在瑞士的紐沙特 (*Neuchatel*) 和蘇黎世受教育。發明鐵和鎳的合金，不銹鋼 (*invar*)，這種合金比所有金屬具有最小的伸縮作用，最適於製度量衡和精密儀器。1920 年獲諾貝爾物理學獎，後來任國際度量衡局局長，1938 年六月十三日逝於巴黎。

【吉布士】(Josiah Willard Gibbs 1839 — 1903)

生於美國康乃狄克州紐哈芬，父親爲耶魯大學教授。1863 年在耶魯大學獲得博士學位，終生在此教授數學、物理。吉布士對熱力學的進展有極大的貢獻，他的數學概念頗爲高深，以致當時瞭解他的研究成果的美國科學家爲數不多，英國大科學家馬克士威 (*Maxwell*) 就認爲吉布士是天才。

吉布士著名的相律 (*phase rule*) 簡明地解釋物質各種狀態之間的物理關係，例如水、冰與水蒸氣之間的關係。他發現純粹科學能在工業上發展成許多新的製造方法。吉布士乃是美國最偉大的數學物理學家之

一，可稱爲近代物理化學之父。1881年榮獲波士頓美國學會的冉福得（*Rumford*）獎章；又因他的有關熱學定律的理論，1901年獲倫敦英國皇家學會的柯卜萊（*Copley*）獎章，1950年紐約的偉人紀念堂（*Hall of Fame*）添置吉布士的半身像，這是對美國歷史上的偉人表示崇敬之意。

【吉布士自由能】（Gibbs free energy）

是一熱力學函數，定義爲

$$G = U - TS + PV$$

式中U爲內能，T爲絕對溫度，S爲熵，P爲壓力，V爲容積。其與赫爾姆霍茲自由能$F = U - TS$的關係爲

$$G = F + PV$$

在定溫定壓下，一任意熱力過程之吉布士自由能的變量爲

$$\Delta G \leq 0$$

故在熱平衡時，一熱力系統的吉布士自由能爲最小值。如熱力系統中含有N克分子，則G可寫爲Ng，g爲克分子吉布士自由能。當熱力系統的二相，如水與水蒸氣，在熱平衡狀態時，此二相的克分子吉布士自由能相同。

【吉布士定理】（Gibbs theorem）

藉著一種裝有兩個半透膜的裝置，我們可以想像把兩種惰性理想氣體作可逆分離的過程。圖6—131裏的容器，被一個剛體壁分成兩個相等的部分，那剛體壁是只許氣體A_1通過的。有兩個活塞，結合成可以保持一定的距離而一起移動的方式；它們的材料則是：有一個不使任何氣體通過，另一個則只讓A_2氣體透過。圖(*a*)表示起初的狀況。當時A_1和A_2的混合物裝在左室內，右室抽成眞空。

假定以遵從下列條件的方式，將聯合活塞向右推：

1.這移動是無限地慢，以使任何時候都保持膜平衡。

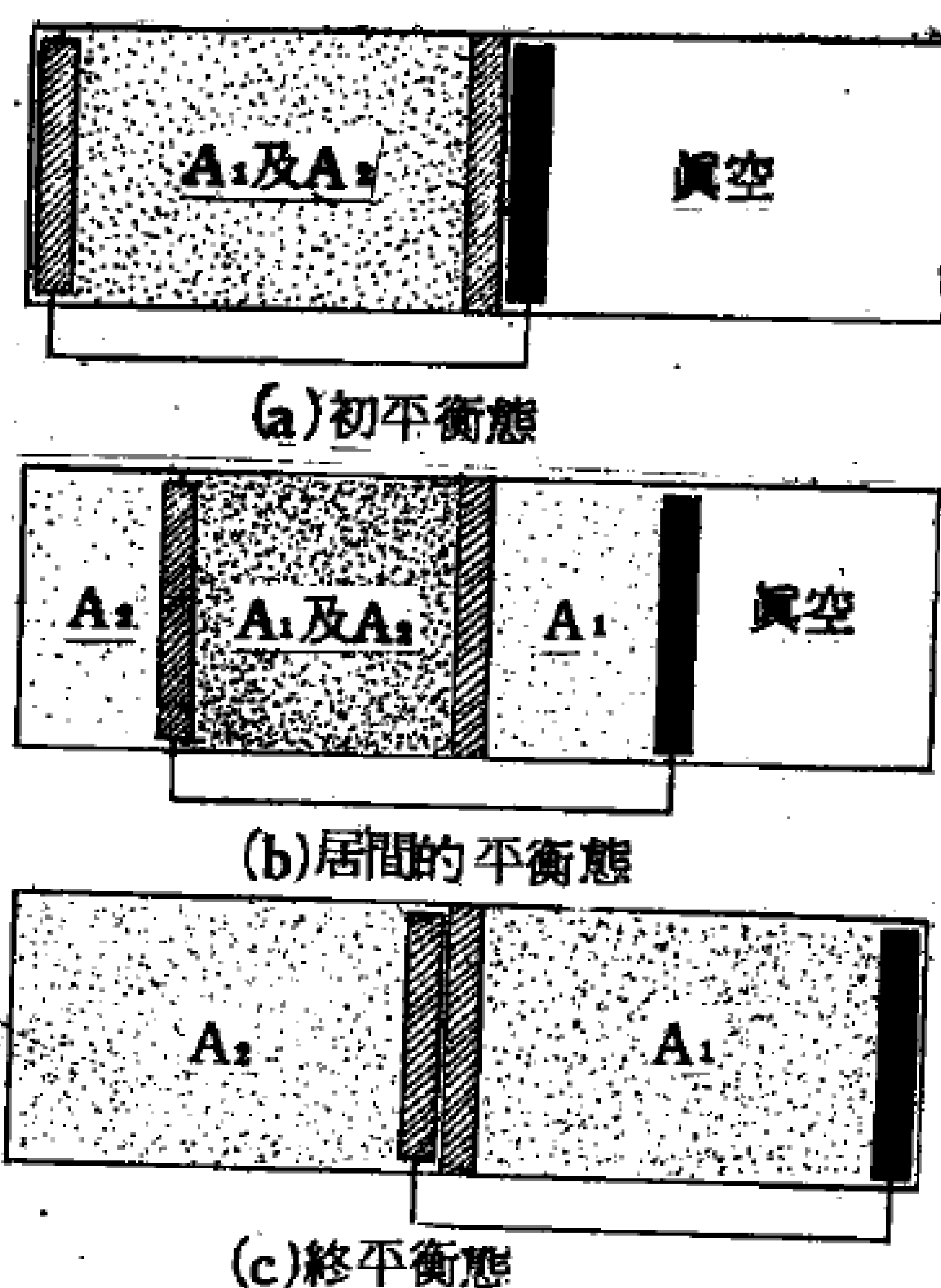
2. 沒有摩擦。

3. 整個系統的溫度保持一定。

這些條件定義出一種可逆等溫過程。考慮任何居間終態時的系統，如圖(b)所示。若 p_1 和 p_2 分別是 A_1 和 A_2 在混合物中的分壓，P_1 和 P_2 是 A_1 和 A_2 獨自所具有的壓力，則聯合活塞所受的力有：

向左方的合力 $= (p_1 + p_2) \times$ 面積

以及　向右方的合力 $= (P_1 + P_2) \times$ 面積



(a)初平衡態

(b)居間的平衡態

(c)終平衡態

圖 6—131
兩種惰性理想氣體的可逆等溫分離

由於有膜平衡存在，$p_1 = P_1$ 而 $p_2 = P_2$；因而活塞上的合力等於零。活塞完全向右方移盡以後，兩種氣體就完全分開了（圖(c)）。

因爲開始時合力爲無限小，而過程中保持爲零，所以 $W = 0$。又由於這過程是等溫的，但理想氣體的內能只是 T 的函數，所以 $U_f = U_i$。最後，由於這過程是可逆而等溫的，所以傳遞了的熱量 Q 等於 $T(S_f - S_i)$。因此，我們得到的結果是

$$T(S_f - S_i) = 0$$

但因爲 T 不等於零，所以　$S_f = S_i$

S_i 是該混合物在溫度和體積等於 T 和 V 時的熵，而 S_f 則是兩氣體的熵之和，當時兩氣體各佔有體積 V 而且溫度相同。若把混合氣體之一的分熵（*partial entropy*）定義爲：該氣體在同一溫度下據有整個體積時的熵，則可得到"理想氣體混合物的熵，等於諸分熵的和"的結果。這就叫做吉布士定理。就任意多種氣體推廣的情形是很顯然的。

【吉布士函數】（Gibbs function）

吉布士函數也叫做吉布士自由能（*Gibbs free energy*）定義做

$$G = H - TS$$

對於一個無限小的可逆過程 $dG = dH - TdS - SdT$

由於 $dH = TdS + VdP$

因此 $dG = -SdT + VdP$

$$V = \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_T \qquad S = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_P$$

對於一個可逆等溫以及等壓過程 $dG = 0$

亦卽 $G =$ 常數

這對一個包括有相改變的過程，特別重要。昇華、擴散以及汽化都在等溫及等壓下進行，故可以看做是可逆過程。因此，在這些過程當中，吉布士函數保持固定。如果我們用 g'、g''和 g''' 分別表示飽和固態、飽和液態以及飽和汽態的克分子吉布士函數，那麼熔解曲線的方程式可以寫做 $g' = g''$

汽化曲線的方程式是 $g'' = g'''$

昇華曲線的方程式就是 $g' = g'''$

在三相點時，這兩個方程式要同時成立，也就是

$$g' = g'' = g'''$$

所有的 g 都可以看做是 P 和 T 的函數，因此上面的兩個方程式就可以用來決定三相點時的 P 和 T。

吉布士函數在化學中特別重要，因為化學反應可以看做是在固定的 P 及 T 值時進行的。當然，這個函數在工程上也有一些用途。

【吉布士相律】（Gibbs phase rule）

是關於不均勻物系平衡的定律。在許多相間熱力學平衡成立時，各

相的化學位應相等。由此關係，可導出關係式

$$f = c - \varphi + 2$$

式中 f 爲物態的自變數數目，稱爲系統的自由度。c 爲獨立成分數，φ 爲物質系統的相數。此關係稱爲相律，係吉布士所發現。例如水（液體）和水氣保持平衡時 $c = 1$，$\varphi = 2$，故尚有一個自由度，即水和水氣可在任何溫度下保持平衡。但水氣和冰成平衡時 $c = 1$，$\varphi = 3$，故無任何自由度，即在此狀態下溫度、壓力都被確定。

【吉布士、赫爾姆霍茲方程式】（Gibbs - Helmholtz equation）

$$\Delta A - \Delta U = T\left(\frac{\partial(\Delta A)}{\partial T}\right)_V$$

$$\Delta G - \Delta H = T\left(\frac{\partial(\Delta G)}{\partial T}\right)_P$$

A 是赫爾姆霍茲自由能，U 是內能，T 是絕對溫度，V 是體積，P 是壓力，G 是吉布士自由能。

【吉伯】（William Gilbert 1540－1603）

英國人首先使用"電"這個字，並證明地球是一個巨大的磁鐵。現在 e.m.u. 制中磁通勢的單位都用吉伯，一吉伯等於 $10/4\pi$ 安培匝。

【吉伯假說】（Gilbert's hypothesis）

是關於磁器諸現象之假說，其說如下：

磁鐵之各分子，皆爲一小磁鐵，有兩極，各磁極均排列而取同方向。

由是可說明磁力之作用，僅現於磁鐵兩端，中央部無磁力作用之理。即磁鐵之中央部，各分子之異名極相對，而作用相消，故無磁力作用，僅兩端呈磁力作用。又將一磁鐵切斷時，則其切斷口自成一新磁極，而其兩段各成一磁鐵，此種現象，亦可以此假說說明之。

【吉思氣體黏性方程式】（Jeans viscosity equation）

$\eta = kT^n$，其中 η 爲黏性係數，k 是常數，T 是絕對溫度。

【吉森關係】（Keesom relationship）

爲分子吸引與電偶作用的關係

$$U_0 = \frac{2\mu^4}{3r^6kT}$$

U_0 是二極性分子的平均作用位能，μ 是電偶極矩，r 是分子的距離，k 是波茲曼常數，T 是絕對溫度。

【吋】（Inch）

英制單位；一吋等於1／12 呎即等於2.54公分。

【同中子異荷素】（Isotone）

原子核中子數 N 相同而質子數 Z 不同的核種叫做同中子異荷素。如鉀 - 39（$^{39}_{20}K_{19}$）和鈣 - 40（$^{40}_{20}Ca_{20}$）便是。

【同心的】（Concentric）

兩個或兩個以上的曲線，其曲率中心集中在同一點的。

【同心圓廻折板】（Zone plate）

使光線集中於焦點之玻璃板，可作透鏡用。

【同心電極式電子管】（Coaxial electrode type）

超高頻發射機用。

【同心線】（Coaxial line）

雷達用的同心線、內外線均爲管狀。

【同分異構物】（Isomer）

分子式相同而構造式不同的幾個分子。

【同步】（Synchronizing）

指兩個交流成分，在彼此各自交變時，無相角差者。

【同步人造衞星】（Synchronized sattellite）

是一東西向軌道運行的人造衞星，每24小時自轉一週，與地球旋

轉同步，就是說在地球某一點來看人造衞星是靜止不動的。

詳閱“同步衞星（*Synchronous satellite*）”條。

【同步化】（Synchronization）

維持彼此工作時週期一致，步伐相符。

【同步加速器】（Synchrotron）

在定頻廻旋加速器中，質點被加速至能量爲相當大時，由於相對論效應，其質量即逐漸增加。而且繞行一週所需時間隨之變大，以致兩D盒間振動電場之頻率與離子轉動頻率不能相協調，亦即二者失去共振作用而不爲同相，加速將因之停止。此項困難，終爲維科斯勒（*Veksler*）與麥克米蘭（*McMillan*）於 1945 年，各自獨立提出同步加速器原理所克服。

同步加速器之原理如下：玆假設有一其能量已進入相對論效應之速度範圍的離子，在廻旋加速器中飛行。能量爲E之離子之角頻率ω及其繞行一週所需時間T，可分別寫作：

$$\omega = \frac{ec}{mc^2}H = \frac{ec}{E}H \qquad (1)$$

$$T = \frac{2\pi mc^2}{Hec} \qquad (2)$$

依此，質量隨速度之增加而增大，當質量增大時，（2）式T即變大，即ω因之而減小，因此共振條件不復成立，離子之轉動落後於加速電位差，亦即對加速電位差離子遲達兩D盒間之狹縫。再經一轉或二轉時，離子將因兩D盒間之加速電位差而減速，以致質量減小，從而恢復二者間的共振作用，此後正當兩D盒間之電位差爲加速之半週期時，離子亦正穿越狹縫，又得以加速，因之質量復行增大，以致T變大，自此復失去共振作用而減速，經歷相當時間後又可恢復共振作用。此後如此循環，如加速電位差之頻率f爲一定，即重複不已。於是，在此種情況之離

子軌道，即對某一穩定軌道作振動。若離子繞行於此穩定軌道時之能量爲E_0，在此種情況，離子之能量則在E_0附近振動，即$E_0 \to E_1 \to E_0 \to E_2 \to E_0$，但$E_1 > E_0$，$E_2 < E_0$。此$E_0$通稱爲平衡能量，離子達如此狀態時稱它具相穩定性。

欲使如此離子之能量增大，顯然必須使其平衡能量E_0增大。此可由在相對論效應之速度範圍離子具相穩定性繞轉之際，使加速電位差之頻率減小實現之。若如此爲之，離子則可在兩D盒間之電位差正爲加速半週期時進入其狹縫，從而獲得加速得以增加其平衡能量，離子進入如此狀態時，此離子顯然得在半徑更大的另一穩定軌道上繞轉。在此情況如果使加速電位差之頻率連續而緩慢的改變，由於加速電位差之頻率與離子者可爲同步，則離子之能量將逐次升高。從（1）及（2）式尚知，關於維持加速電位差之頻率與離子同步之事，亦可以磁場強度H之連續而緩慢的增加替代之。

上述之同步加速器原理應用於廻旋加速器，而使其加速電位差之頻率漸減時，則它得以產生能量爲數百萬電子伏特之正離子，如此機器特稱爲同步廻旋加速器（*synchro - cyclotron*），亦稱之爲調頻廻旋加速器（*frequency - modulated cyclotron*）。其調頻係在電路中引用一週期性之可變電容器，以調節其加速電位差之頻率，俾便加速電位差之頻率得與離子爲同步。

同步加速器分爲電子同步加速器（*electron synchrotron*）和質子同步加速器（*proton synchrotron*）二種，加速的能量達到十億電子伏特以上。同步加速器係合併廻旋加速器和電子加速器的原理以加速帶電粒子，利用可變的交流電場和可變的磁場使電子或質子依圓周運動時不斷的加速。圖6—132示同步加速器的主要部分，磁鐵爲一環形，其內置加速管（高度眞空筒），電子或質子先經柯氏加速器和直線加速器加速至數百萬電子伏特，然後射入同步加速器的加速管中，在環形磁

鐵上的一處供應強大的交流電場，粒子每經此電場即得加速，電場和磁場的變化保持同步（*synchronizing*），使粒子經電場不斷的加速在環形眞空筒內作圓周運動，最後達到極大的能量。

多數的電子同步加速器，係先利用貝他加速器將電子加速至相對論效應之速度範圍（或稱能量爲2百萬電子伏特之程度），

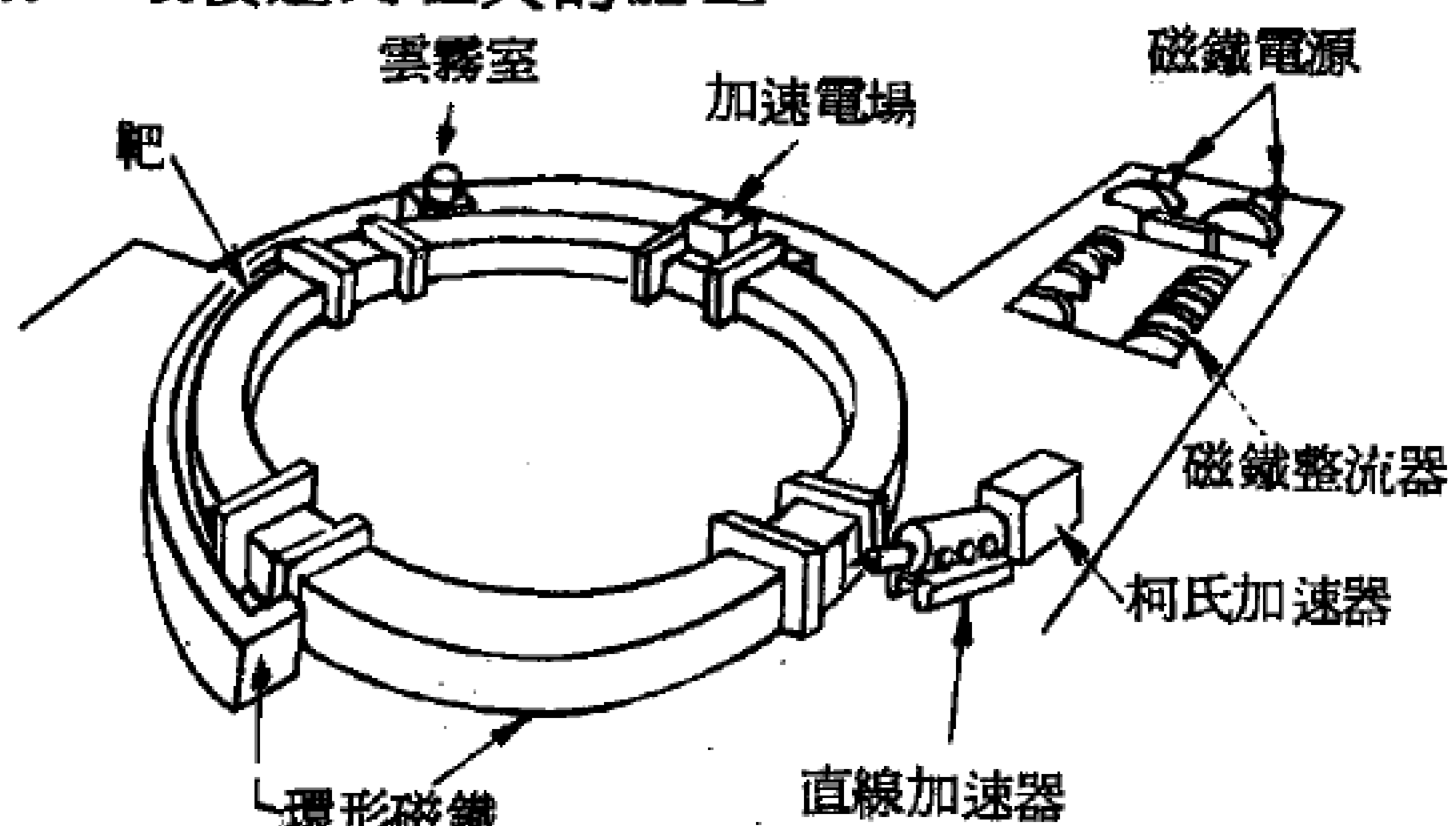


圖6－132　同步加速器

而後使電子穿越有高頻率電場之狹縫，依同步加速器之原理，繼續加速。

質點藉著同步加速器所能獲得之能量按理未有上限。然在實際上因爲電磁鐵價格之限制，其所能到達之最高能量仍有一限制。至於電子藉電子同步加速器所能獲得之能量，亦有其一定之限度，此項限度並不是起因在電磁鐵之價格。乃起因在高頻率電場對電子以高速度繞轉時，因輻射所失去的能量之補償有一限度。

近十數年來，科學家在宇宙線中發現甚多之奇異質點，同時核子物理之進展有一日千里之勢，僅美國已有加速器達56具（1960年統計）之多。用途最廣之同步加速器爲加州柏克利的勞倫斯放射實驗室之貝伐加速器（*bevatron*）（圖6－133），貝伐加速器之質子軌道，其半徑爲50呎，磁鐵重達10,000噸，質子先於柯克

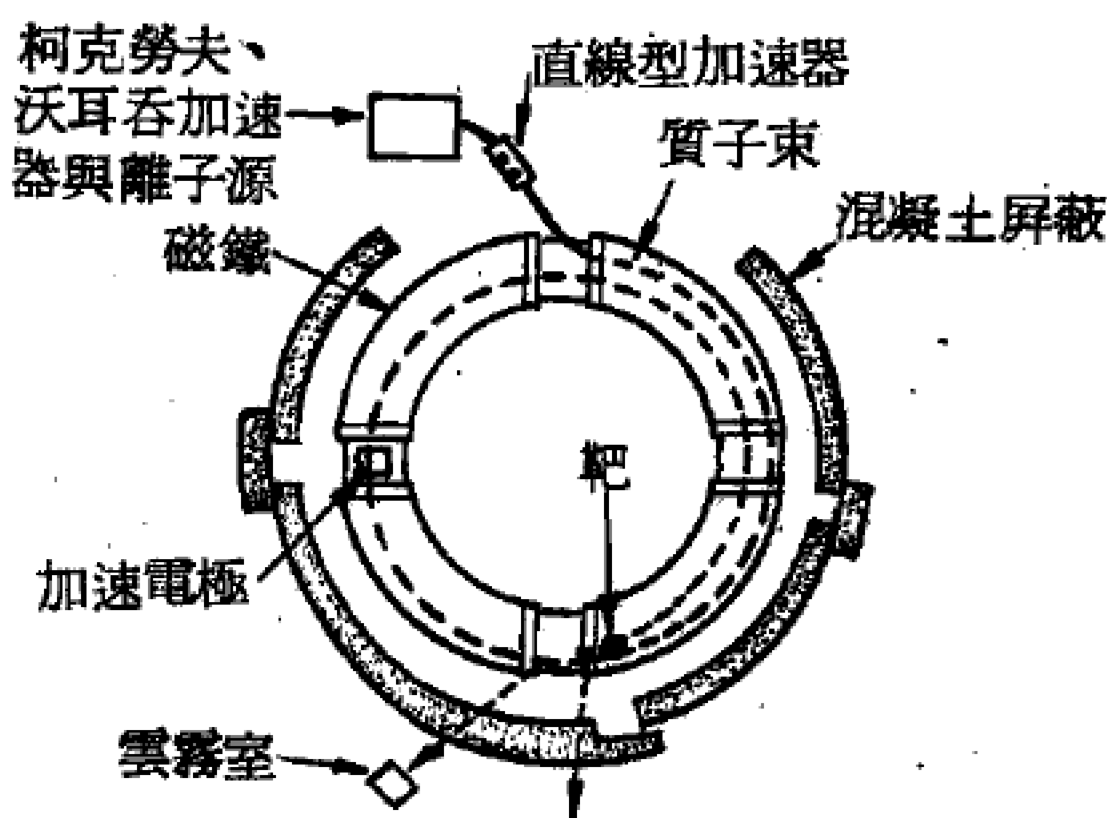


圖6－133　貝伐加速器

勞夫、沃耳呑加速器中加速至0.48 *MeV*後，經過一直線型加速器將質子能量增至10 *MeV*再射入貝伐加速器中，質子能量最後可增至 6.2 *BeV*，約含10^{10}個質子之質子束，其能量自10 *MeV*增至6.2 *BeV*時，需4百萬轉，在1.8秒時間內所行距離爲300,000公里，這段時間內，磁場由300高斯（*gauss*）增至16,000高斯，其*R.F.*頻率自360仟週（*kilocycles*）增至2,500仟週，在布魯克海文（*Brookhaven*）國家實驗室及瑞士的CERN.的質子同步加速器可操作能量爲25～30*BeV*之質子束。

【同步作用】（Synchronism）

使兩個週期過程的週期保持相等（保持同步）。在無線電工程的許多裝置中，在測量技術中，都廣泛地應用著同步的原理。在電視中，同步有著很重要的作用，因爲影像在發射機內的分解和在接收機內的複合，都應當是同步地和同相地進行。在電子電視中，必須利用同步以使接收管內的電子束準確地跟隨著發射管內的電子束。接收機內的電子束與發射機內的電子束在一行上的運動時間應當相同（同步），並且應當同時地由一行轉至另一行（同相）。這一點是由發射機發出專門的同步信號來完成，這樣的同步方法叫做強制同步。

爲了保持垂直掃描及水平掃描的正確時間，以及使發射機與接收機能密切配合，同步信號必須與視頻信號同時送出。成矩形脈衝的同步信號，以週期性的線掃描頻率及場架掃描頻率送出。爲保持水平掃描線的同步，所以在每條水平掃描線都需要發射出一個水平同步脈衝；因此水平同步頻率爲15.750赫。爲保持垂直掃描的同步，所以在每一場框必須送出一個垂直同步脈衝；垂直同步頻率爲60赫。同步脈衝都是在返馳時間內發射，因此可不使電視收像管上所顯示的圖像受到干擾，因在返馳時間，視頻信號已消失，爲使達成在返馳時間內視頻信號的消失，必須發射另一脈衝，通稱遮沒脈衝（*blanking pulse*）。圖6—134

所示爲合成視頻信號（檢波後的信號）的外貌，其中含視頻信號、水平同步信號及遮沒信號。垂直脈衝也具相同的外貌，但其動作更爲複雜。

信號振幅最低的，就相當影圖最亮的部分；反之，振幅最高的，相當於圖像的黑暗部分，這是通稱的負調制（*negative modulation*）。因爲視頻信號瞬時振幅的大小，與亮度成反比。採用此系統的重要原因，在於能避免雜波的干擾。負調制情況下，一強烈的突然雜波，僅在視頻信號產生瞬時的遮沒（可能爲肉眼所不能發現），但如果是正調制（*positive modulation*），同樣的一個雜波，可能在收像管上就會呈現一道強烈的光。

圖 6 — 134是一個含有兩連續水平線的片斷視頻信號。並且在兩條水平拂掠線間的回馳時間內，需插入一個遮沒信號，其振幅的大小，必須足以使拂掠電子束消失。在每一個遮沒信號之頂端，另有一個水平（或垂直）同步脈衝，此同步脈衝可使電子束開始回馳。同步信號將不會影響圖像，因其高度已超過黑色階度（*black level*），更何況在此時的圖像已被遮沒（視頻信號不存在）。

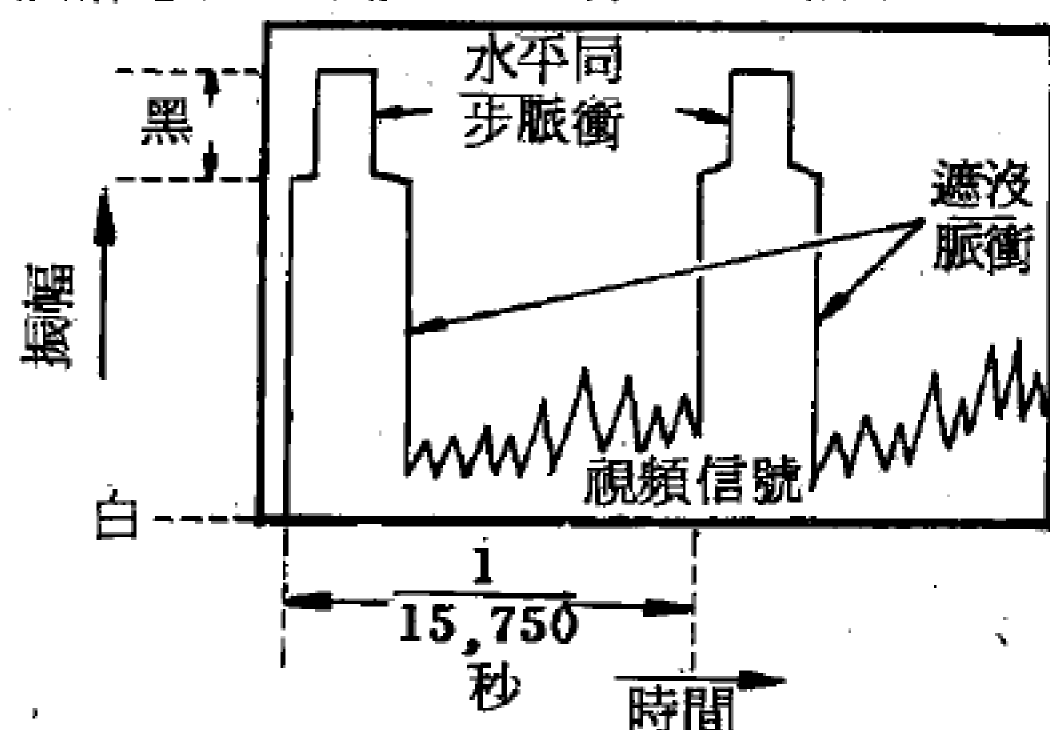


圖 6 — 134　合成視頻信號

利用同步信號控制電子束偏向振盪的定時，首先必須將同步信號從合成視頻信號中分離出。此是藉分離器電路完成，並將所有信號的遮沒階度以下的部分截割掉，只許同步信號通過。圖 6 — 135所示爲一個分離同步信號的三極管波基截割器（*base clipper*）。

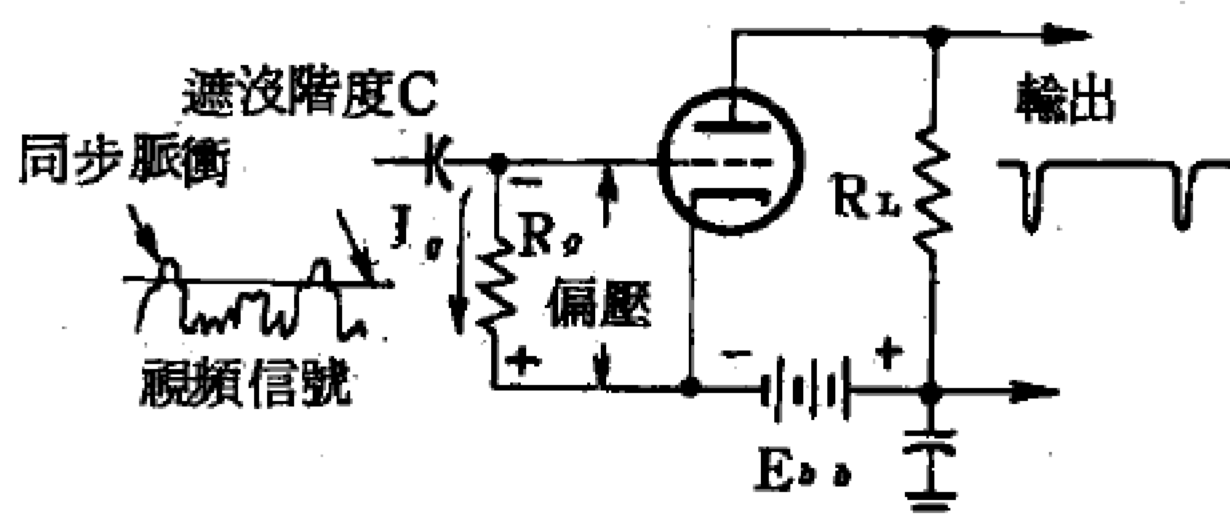


圖 6 — 135　三極管波基截割器

三極管的偏壓，是藉控制

柵電路的柵漏電阻（R_g ）而得。當合成視頻信號藉電容器（C），送到三極管的輸入端時，控制柵端電壓為正。所以有一控制柵電流流經電阻（R_g）產生電壓降，因此使電阻與控制柵連接點的電壓為負（對陰極而言）。電阻（R_g）經適當選擇後，由其產生的偏壓，就可推動三極管，使其在遮沒階度發生斷流輸出外，其他時間均呈截止狀況。在有同步信號時，因同步信號的振幅較遮沒階度高。因此就有一電流流經屏極負載電阻，而得一個負的輸出脈衝。關於輸出脈衝的正負極性並不重要，只要有此脈衝輸出，就可用來控制掃掠振盪器的定時之用。如有必要可利用倒相器（*phase inverter*）改變輸出脈衝的極性。

圖 6 — 136 是由合成視頻信號中分離出的同步信號外貌。所有的脈衝，都經倒相器將其極性改變。

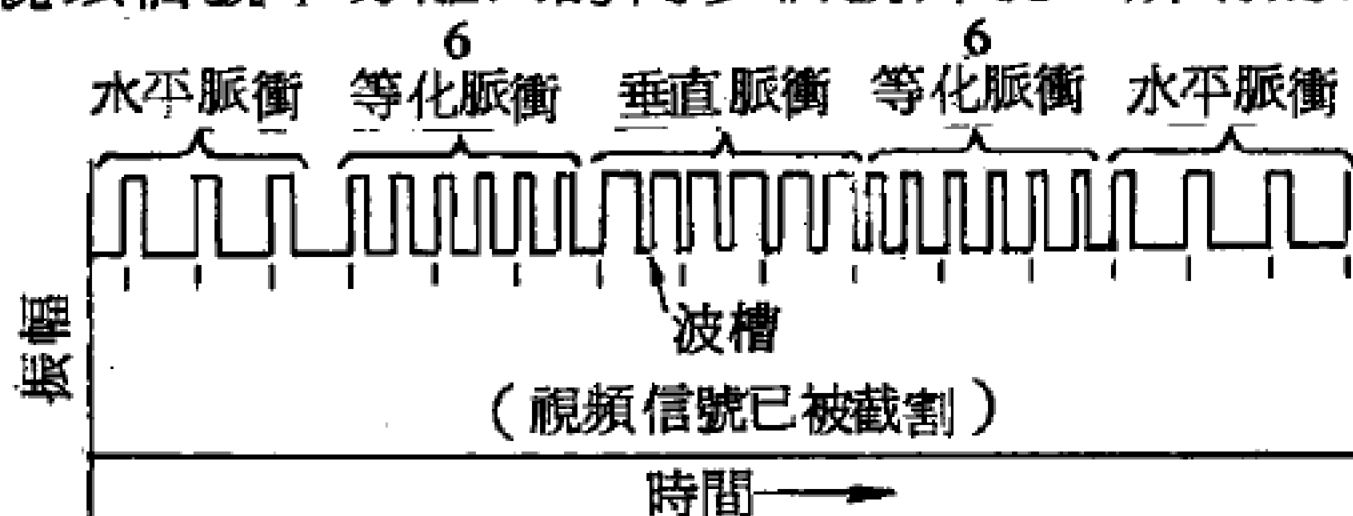


圖 6 — 136　垂直及水平同步脈衝

由圖所示由左至右：(1)是用在場框最後三條的水平掃描線的三個水平脈衝；(2)六個較水平脈衝為窄的等化脈衝（*equalizing pulses*）；(3)六個垂直脈衝，脈衝間有五個槽；(4)另外一組六個等化脈衝；(5)用在第二場框最初三條水平掃掠線的三個水平脈衝。如要將全部脈衝顯示出，必須再加 520個水平脈衝，然後等化脈衝、垂直脈衝又需依次再出現。圖 6 — 136所示各脈衝的振幅相等，但寬度各有不同，當然是各脈衝所需時間的長短有所不同。再者，每一垂直脈衝都具有產生三條水平掃掠線的時間。

雖然不能立刻看到各脈衝如此安排的優點，但對水平脈衝、垂直脈衝以及等化脈衝的此種特殊安排，當然有其最好的理由。垂直脈衝較寬，所以可使其易於從大量的水平脈衝中分出。在垂直掃掠回馳時，由於垂直脈衝間插入鋸齒形，可保持水平同步三條線的間隔。如果在垂直掃

掠回馳時，未保持水平同步，則交織拂掠圖型將被擾亂。最後，等化脈衝的存在，是爲了消除兩場框垂直同步信號間的差異。爲達交織拂掠的目的，每一圖框所含奇數場框與偶數場框間的拂掠，必須保持半條線的相位差。然而無論如何，兩場框的垂直同步信號必須相同。在半條線間隔內的等化脈衝，可保證水平同步得以維持，以及變換奇數場框及偶數場框水平拂掠所用的同步信號。

圖 6 — 137 爲垂直同步信號由水平同步信號分出的程序。圖(*a*)與圖 6 — 136 相同，也是由合成視頻信號中所分出的同步脈衝，圖(*b*)爲同步

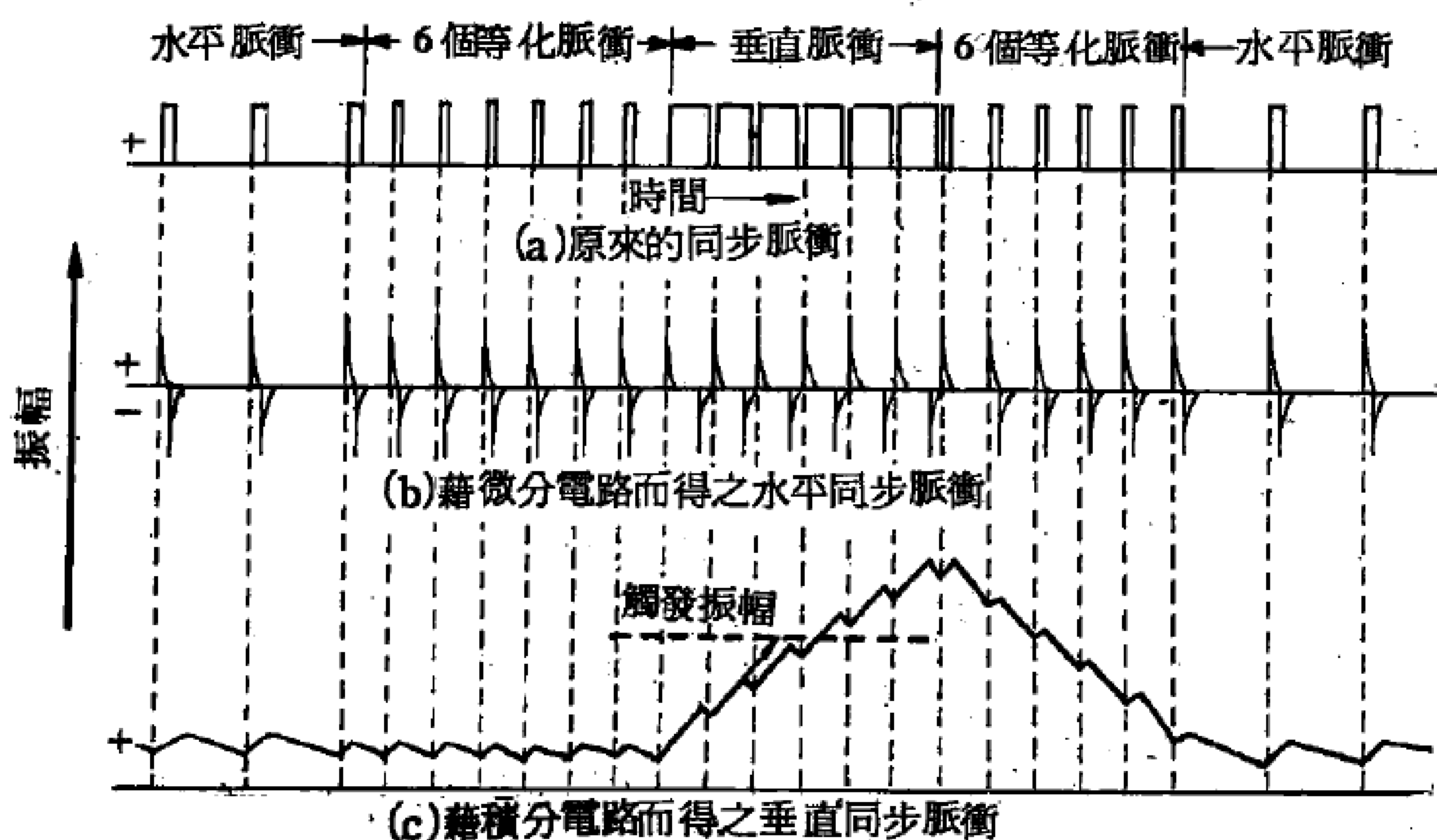


圖 6 — 137　水平及垂直同步脈衝之分離

信號加在一電路後所得的結果，此電路前完成數學的微分程序。一個微分電路的輸出只與其輸入波形的變化率相應。因此由微分電路所輸出的脈衝的升高及下降部分，因上升及下降時輸入矩形脈衝的波形有突然的變化。在任何水平、垂直或等化脈衝的開始（突然上升部分），將有一非常短的正脈衝輸出，這表示輸入波形是向正方向變化。同樣的在每一脈衝的結束（突然下降部分）時，將有一非常短的負脈衝輸出，這表示輸入波形是向負值方向變化的。其結果也就是微分電路所輸出的一連串

正脈衝及負脈衝（見圖(*b*)）。輸出的正脈衝，永遠被用作維持水平同步之用。

圖(*c*)所示，爲同步信號經過一積分電路的結果，積分電路與微分電路相反。積分的作用，是將所有脈衝的面積加在一起，與各個脈衝的形狀及變化率無關。然而就以下所討論的知道，此積分電路，只對寬度相當大，而相互間距離很近的脈衝，如垂直脈衝群的才有積分作用。簡而言之，對脈衝間相隔太遠的水平脈衝及等化脈衝，無面積相加的作用。所以只有垂直同步脈衝，能產生足夠大的積分同步脈衝，以觸發垂直掃掠振盪器，使垂直掃掠發生。

圖6—138是一個最簡單的微分電路，此電路由電容器及電阻所組成，輸入加在電容器與電阻的串聯電路上，輸出則由電阻的兩端送出。任何加在電容器和電阻組成的電路上，都會使電容器充電。假如使電容器的充電時間較所加脈衝的寬度爲短，電路就只在輸入脈衝的變化時才有響應，因此可達成微分的需要。如圖6—138有一個水平同步脈衝送至，電容器很快就被充電到輸入脈衝前緣的最高電壓，因而經由電阻（*R*）就可形成一個正向充電脈衝。在同一輸入脈衝其餘部分輸入時，電容器將維持住其已有的電荷，並且無電流流動，一直到脈衝後緣輸入爲止。當輸入電壓突然消失，電容器藉電阻急速放電，其方向與充電的方向相反。因此在脈衝的後緣輸入時，就有負的放電脈衝流經電阻。

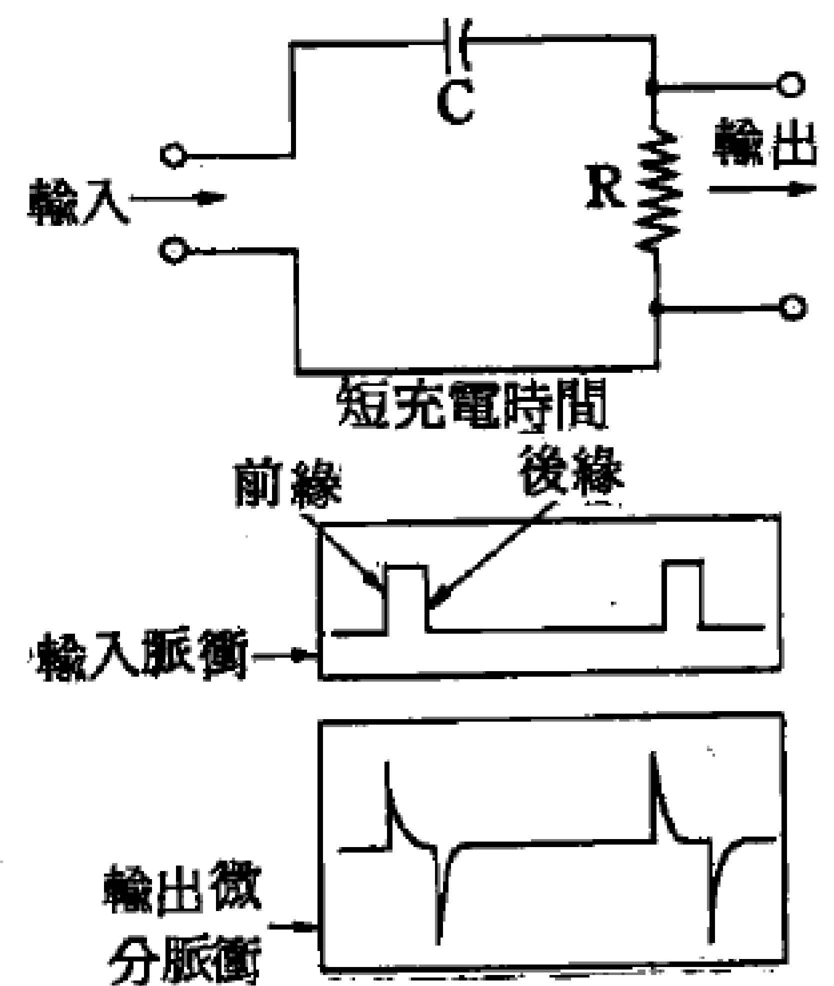


圖6—138
微分電路輸入及輸出波形

微分的結果，是得到一串正及負的脈衝輸出，正脈衝與輸入脈衝的前緣相應，負脈衝則與輸入脈衝的後緣相應。輸出的負脈衝，經截割而消失，正脈衝則被作維持水平掃掠振盪器的同步之用。由此可知，即使

脈衝間距離非常小，如垂直脈衝的，都足以產生輸出脈衝，使水平拂掠振盪器維持同步。唯一需滿足的條件，是電容器充電的時間，需較輸入脈衝的時間爲短方可。只要選擇適當的電容器與電阻，使二者相乘的積小於輸入脈衝的時間，就可滿足此條件，因此電容與電阻的乘積爲時間常數（*time constant*）。

如圖6－139所示，輸出由電容器與電阻所組成電路的電容器（非電阻）兩端取出，此電路就成爲積分電路。因爲此電路需將輸入脈衝的面積累積，所以電容器的充電時間（時間常數）需較輸入脈衝的時間爲長。因此一個單獨的脈衝不會使電容器完全充電。

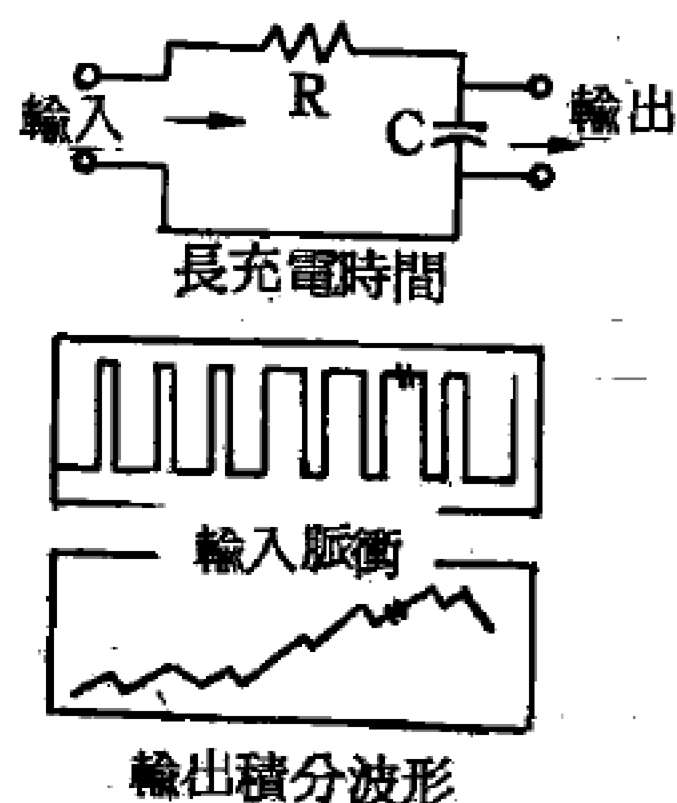


圖6－139
積分電路之輸入及輸出波形

圖6－139是將一串不同寬度的脈衝，送入積分電路後的作用情形。前三個脈衝與等化脈衝相同，脈衝間的距離大，而且脈衝的寬度小於電路的時間常數。每一脈衝只能對電容器部分充電，甚至於在脈衝間的長時間內，電容器藉電阻也有小量的放電。所以在此狹窄的脈衝送入時，並非全部電荷及電壓都累積起來。但另外三個與垂直同步脈衝相同的脈衝，由於脈衝的寬度較脈衝間的距離大，所以當此脈衝送入電路，將使電容器充電至一較高之電壓，在兩脈衝相隔的短時間只有少量之累積電荷經電阻漏掉（放電）。因此在電容器上形成固定累積的電荷，累積電荷增大到足夠的量後，所形成的電壓就可觸發垂直拂掠振盪器，使其發生作用。當再有狹窄而間隔大的脈衝送至，累積電荷開始大量放電（見圖6－137(*c*)所示）。

爲了得到交織掃描圖型，變換場框時的水平同步信號，必須相差一個半條線差距的相位（相差半週）。由於此相位的不同，最後一個水平同步脈衝，與第一個等化脈衝間也相差半週。因此在一個場框的等化脈衝輸入時，積分電路電容器，開始充電的時間，較另一場框早少許。要

是沒有等化脈衝的話，一場框所需觸發垂直拂掠的電壓，將較另一場框所需要的早，因此將擾亂交織拂掠圖型。等化脈衝是最後一個水平同步脈衝與第一個垂直同步脈衝間的緩衝脈衝，以彌補兩者定時的差異。雖然在一個場框時，電容器開始累積電荷（充電）較早，這並無關重要，因在等化脈衝時，所失去的電荷較其所提供的電荷爲多，所以在第一個垂直同步脈衝到來時，積分動作又從新開始，並且在變換場框時，所需觸發電壓的大小也能因準時充電而獲得。

【同步定時儀】（Stroboscope）

又稱頻閃觀測器，同步定時儀爲欲測得在旋轉中轉盤之轉速的一種儀器，其結構係將一圓盤上刻以等距離之若干狹縫，其數量視需要而定。

參閱“短時間之測定（*Determination of short time*）”條。

【同步廻旋加速器】（Synchro - cyclotron）

廻旋加速器之一種，它爲了正好配合加速粒子因質量的增加所導致的加速率的減少，因而調加速電壓的頻率，使其正好和加速粒子同步。這種質量隨能量增加的現象正和特殊相對論所推測的相同。

參閱“同步加速器（*Synchrotron*）”條。

【同步指示儀】（Synchroscope）

是一具同步檢定器，可以看見是否確實的同步，通常以一陰極射線管擔任。

【同步通訊衞星】（Syncom satellite）

同步通訊之意，爲與地球同轉的衞星充作通訊用途者。同步通訊衞星係證明以同步及複誦式衞星而達到全球通訊之可用性。1963年二月十四日發射的第一號衞星失去無線電連絡，第二號於1963年七月廿六日發射，其軌道係由北向南而非由東向西，美國國防部曾以它溝通太平洋和印度洋間的通訊。

【同步發電機】（Synchronous generator）

電視發射機及接收機使用。

【同步電動機】(Synchronous motor)

一種交流電動機，因其電樞自一極轉至次一極，恰與通入電流之轉向同期；轉子每秒鐘的轉數準確地等於定子繞組所產生旋轉磁場的轉數，故名爲同步電動機。此種電動機不能自行開動，必須用另一電動機或特殊輔助繞線使達適當頻率後，始可接通交流電。倘負載改變而致轉速改變時，轉速即與交流電頻率不合，足以使其步調紊亂，趨於停止或引起損害。由於同步電動機限制多，故應用不廣。

參閱“交流電動機(*Alternating current motor*)”條。

【同步衞星】(Synchronous satellite)

有些衞星經發射後，它與地球某點的相關位置不變，實際上這些衞星並非在那裏靜止不動，而是以大約 6,875 哩／小時的速度運動，這種與地球相對位置不變的現象也可由物理定律而決定，因依刻卜勒第三定律，我們可說衞星繞地球的週期因其平均軌道高度增加而加長。故在某一定高度時可期致衞星的週期與地球自轉週期相同，如此則衞星與地球某點之相關位置可以不變，這個高度大約是 22,235 哩。此種高度的衞星稱同步衞星。嚴格說來，僅是高度這一要求還不夠，而必須又是在赤道面中圓形軌道上的衞星才眞正能與地球某點相關位置不變。需要正圓形的軌道是根據刻卜勒第二定律而來，此定律說明衞星在橢圓軌道時其速度永在改變，在最低點時爲最高速，最高點時爲最低速，故在橢圓軌道上的同步衞星，因爲速率不定的結果，對地球上某點時而偏東時而偏西。視軌道爲一平板的邊緣而此平板就是軌道平面，如這個平面切過地球，且與地球之赤道相合時，則這塊板是赤道面，衞星以這種軌道運行時稱之爲赤道軌道，如果軌道平面與赤道面成一個角度時，這個同步衞星稱之爲傾斜同步衞星(*inclined synchronous satellite*)，這時衞星對地球上某一點來說會時而偏北時而偏南，換言之，衞星在地球上

的投影是個扁長的8字(如圖6—140所示)。

【同步輻射】(Synchronous radiation)

高能電子在雙性電漿的磁場裏繞圈兒打轉，因之放出無線電波，此現象稱爲同步輻射。

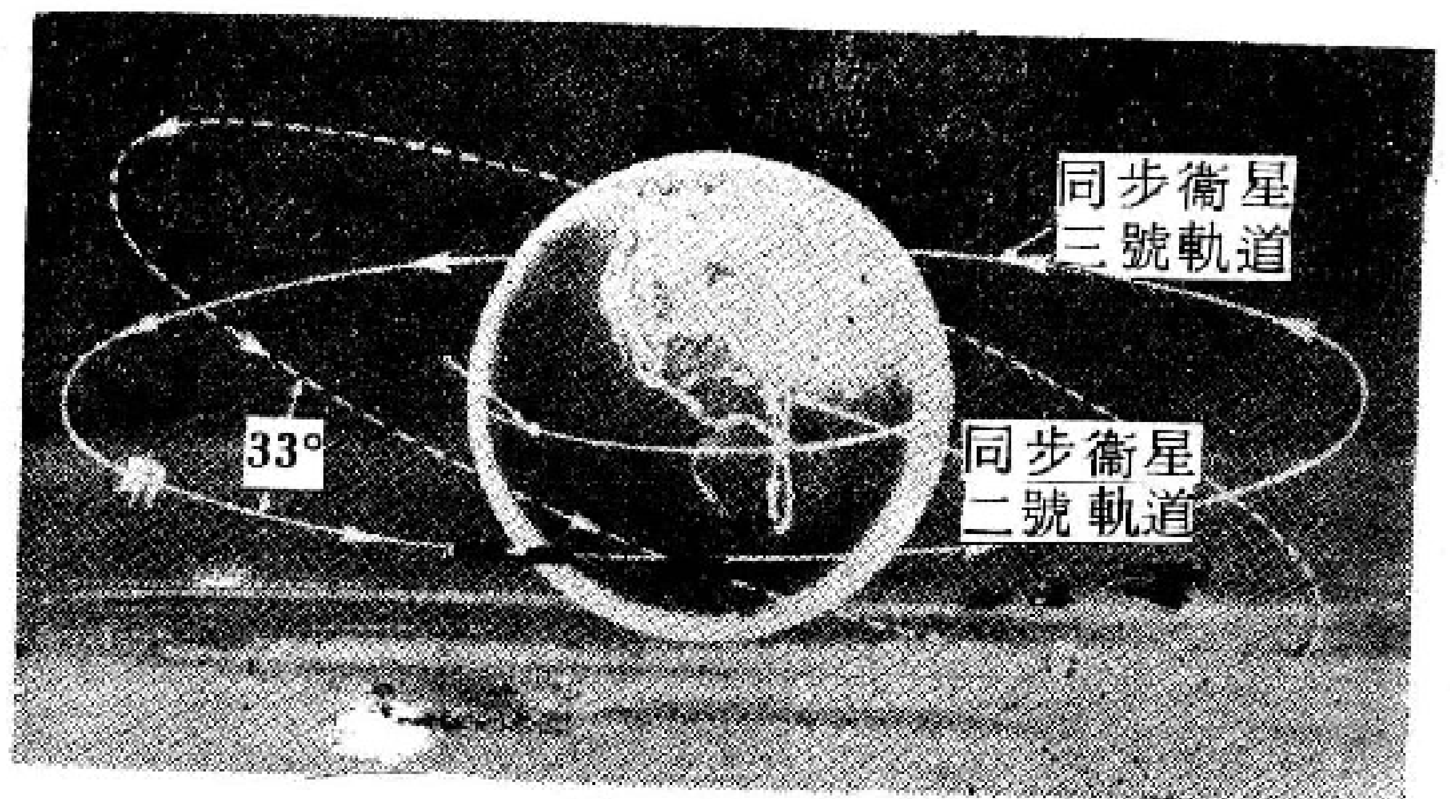
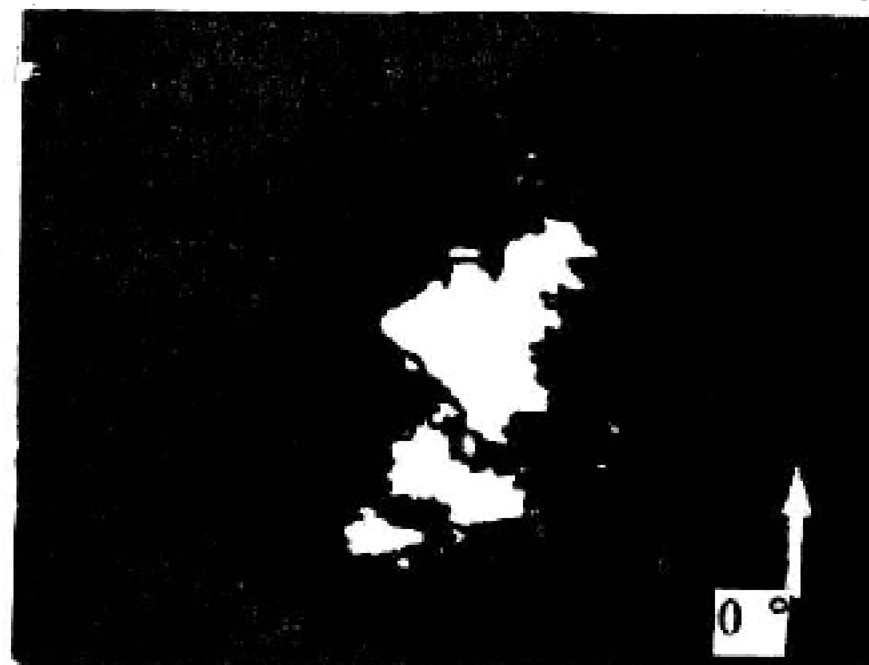


圖6—140
同步通訊衛星二號及三號之軌道說明圖

粒子的大部分動能就由此化爲無線電波，無線電波可以穿過大氣層而爲無線電波望遠鏡的天線吸收。因此探測從雙性電漿發出來的無線電波要比γ射線容易一千萬倍。

例如，一帶電粒子作一圓路徑運動有一向心加速度，因此發出輻射。故當一離子在一圓柱形加速器內加速時，供給離子之能量有一部分以電磁輻射而損失。







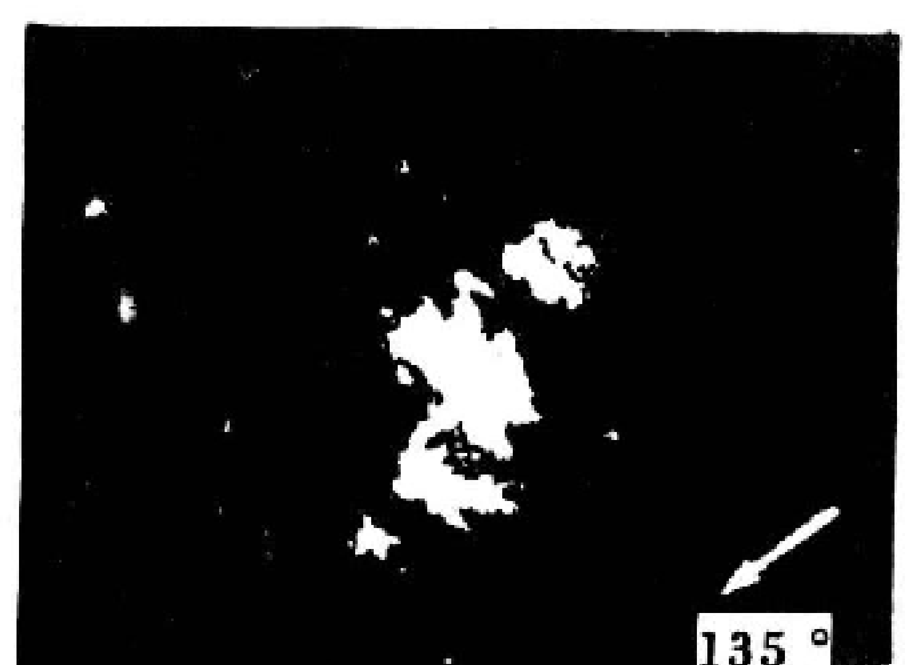


圖6—141
蟹狀星雲發出之同步輻射。每張照片係用一只接受圖中所示電向量之輻射的儀器所拍攝者，由照片之不同顯示輻射被偏振

當粒子具高能量時，如在同步加速器中，其加速度大，則由於輻射

之損失，稱爲同步輻射。同步輻射使得建造極高能量廻轉加速器受到一嚴重之限制。

一粒子涉足一磁場時沿螺線運動，會發射同步輻射，來自涉足於地球磁場之帶電粒子的輻射、來自太陽黑子之輻射或來自某些較遠物體（如某些星雲）之輻射，原則上均爲此類輻射。圖6—141所示爲蟹狀星雲之四張照片，所得到之輻射，由無線電頻率至紫外線頻率，係假設爲來自能量高達 $10^{12}eV$ 之電子的同步輻射，此類電子在數量級爲 $10^{-8}T$ 之磁場中作圓形或螺旋形軌道運動，該輻射顯現一強偏振，可由照片之不同而看出，這些照片係透過一濾波器只容許特定方向電場之輻射通過而拍攝者。

【同步檢波器】（Synchronous detector）

利用頻率與輸入信號載波頻率相等的輔助振盪來對輸入信號進行檢波的檢波器。利用這個檢波方法，能使載頻與輔助振盪頻率不相同的一切其他信號大大地削弱。由於這種緣故，利用同步檢波器來進行無線電接收，可以在相當大的程度上削弱來自干擾電臺的干擾。爲了實現同步檢波，接收站中採用所謂同步振盪器來作爲振盪源。

【同位旋】（Isotopic spin；I-spin）

一個電子在通常的坐標空間中有自旋，因此就有自旋角動量，這種自旋角動量必須被量子化，而其角動量的量子數 $s=\frac{1}{2}$。在某一特定軸能被測到的自旋角動量的分量的量子數（即 s 在軸上的射影）爲：$m_s=\pm\frac{1}{2}$，其單位爲 $\hbar$，故一電子有兩可測得的自旋態。

核子有質子和中子兩種，除其質量稍有差異外，電荷只有 $+e$（質子）和零（中子）二種。如果我們不去管那電荷的差別，以及其微小的質量差別（事實上，從量子場論的立場來看，這質量差別也是由電磁交互作用而來的），那麼質子與中子就形成一個二重態，很像被量子化了的自旋角動量。比照電子的自旋運動，我們也可以想像一個核子在虛構

的空間中有虛構的自旋，且在特定軸（通常定爲第三軸）上的射影只有向上及向下兩種。這個虛構的空間叫做同位旋空間（*isotopic spin space*），或簡稱I空間（*I space*）；這種在同位旋空間的自旋叫做同位旋。因爲質子與中子是一個二重態，故其同位旋量子數爲$I=\frac{1}{2}$，我們通常定射影$I_3=\frac{1}{2}$的狀態爲質子，$I_3=-\frac{1}{2}$的狀態爲中子。這樣一來，我們可說質子和中子是核子的兩個不同量子態，量子數I_3各爲$+\frac{1}{2}$與$-\frac{1}{2}$。並且我們還可以將它們的電荷寫成

$$Q=I_3+\frac{1}{2}$$

在此式中，電荷Q以基本電荷e爲單位。

對同位旋爲$\frac{1}{2}$的二重態，我們可以用γ與δ分別表示其$I_3=+\frac{1}{2}$，與$-\frac{1}{2}$的波函數。而同位旋自算符（在同位旋空間內的角動量算符），在這裏就成了一些2×2的矩陣。我們以T_1，T_2，T_3來表示在同位旋空間內三個方向的角動量算符。事實上，通常我們定義$\tau_3=2T_3$，τ_3滿足

$$\tau_3\gamma=\gamma \qquad \tau_3\delta=-\delta$$

τ_3和波函數可以下面的矩陣與向量表示：

$$\tau_3=\begin{pmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{pmatrix} \qquad \gamma=\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix} \qquad \delta=\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix} \qquad (1)$$

另外兩個分量τ_1和τ_2與δ_1和δ_2的形式相似，其矩陣形式可被寫爲：

$$\tau_1=\begin{pmatrix}0 & 1\\ 1 & 0\end{pmatrix} \qquad \tau_2=\begin{pmatrix}0 & -i\\ i & 0\end{pmatrix}$$

我們也可以寫：

$$\left.\begin{aligned}\tau_+=\tau_1+i\tau_2=2\begin{pmatrix}0 & 1\\ 0 & 0\end{pmatrix}\\ \tau_-=\tau_1-i\tau_2=2\begin{pmatrix}0 & 0\\ 1 & 0\end{pmatrix}\end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

由（1）與（2）式很容易看出：

$$\tau_+ \gamma = 0 \qquad \tau_+ \delta = 2\gamma$$

$$\tau_- \gamma = 2\delta \qquad \tau_- \delta = 0$$

所以τ_+使一質子狀態消滅，及使中子狀態變成質子狀態；τ_-則使中子狀態消滅，及使質子狀態變成中子狀態，這是貝他衰變中核子相互間的變換過程。

同位旋的運算，在數學的形式上是和自旋一樣的。因此，它是一種很方便的表現法。只是，同位旋在物理的意義上與自旋完全是兩回事。同位旋空間也僅是一種虛構的空間，與普通的三維空間完全沒有關係。因此，上面所說的"同位旋空間中的角動量"，也只是在數學形式上與普通的動量相似而已。

至於兩個核子的同位旋，由於核子的自旋與同位旋都是$\frac{1}{2}$，因此兩個核子的同位旋的組合與其自旋情形完全類似。一個核子的同位旋I等於$\frac{1}{2}$，兩個核子的總同位旋I應等於0或1。當$I=0$時，$I_3=0$，這是一個單重態（*singlet*），表現爲氘核的一種狀態；當$I=1$時$I_3=+1$，0，-1，就成了一個三重態（*triplet*）。

現在我們將總同位旋的波函數寫下來，令γ、δ分別表示$I_3=\pm\frac{1}{2}$的波函數，下指數"1"與"2"，分別表示第一個核子與第二個核子，則總同位旋的波函數爲

$$I=1, \begin{cases} I_3=+1: & \gamma_1\gamma_2 \\ I_3=0: & \frac{1}{\sqrt{2}}(\gamma_1\delta_2+\delta_1\gamma_2) \\ I_3=-1: & \delta_1\delta_2 \end{cases} \qquad (3)$$

$$I=0, \quad I_3=0: \quad \frac{1}{\sqrt{2}}(\gamma_1\delta_2-\delta_1\gamma_2)$$

然而核子是費子，當我們將質子與中子看成爲同一種粒子的兩種不同的同位旋狀態以後，就只可以把它們作同種粒子處理。兩個同種的費

子的波函數應該是逆對稱的，其全部波函數應該包括空間、自旋和同位旋三部分，現在我們從（3）式見到，就同位旋部分的波函數而言，$I=1$ 的狀態是對稱的，$I=0$ 的狀態是逆對稱的，這就使得同位旋的狀態與空間和自旋的狀態關連起來。這種性質，在原子核物理以及基本粒子物理上，是非常重要的。

現在我們看兩個核子的組態，令 α_1，α_2，β_1，β_2 分別表示第一、第二核子自旋"向上"或"向下"的波函數，再以 $\Psi_s(r_1, r_2)$ 表對稱的空間部分的波函數（其對應的軌道角動量 l 必是偶數，這結果是可以由球諧函數的性質得出來的。），以 Ψ_A 表逆對稱的空間部分的波函數（其對應的 l 值應是奇數），則所能被允許的總波函數爲

$$
\Psi=\begin{cases}
\frac{1}{\sqrt{2}}\Psi_s\alpha_1\alpha_2(\gamma_1\delta_2-\delta_1\gamma_2) & s=1,\ m_s=+1,\ I=0,\ I_3=0\\
\frac{1}{2}\Psi_s(\alpha_1\beta_2+\beta_1\alpha_2)(\gamma_1\delta_2-\delta_1\gamma_2) & s=1,\ m_s=0,\ I=0,\ I_3=0\\
\frac{1}{\sqrt{2}}\Psi_s\beta_1\beta_2(\gamma_1\delta_2-\delta_1\gamma_2) & s=1,\ m_s=-1,\ I=0,\ I_3=0\\
\frac{1}{\sqrt{2}}\Psi_s(\alpha_1\beta_2-\beta_1\alpha_2)\gamma_1\gamma_2 & s=0,\ m_s=0,\ I=1,\ I_3=1\\
\frac{1}{2}\Psi_s(\alpha_1\beta_2-\beta_1\alpha_2)(\gamma_1\delta_2+\delta_1\gamma_2) & s=0,\ m_s=0,\ I=1,\ I_3=0\\
\frac{1}{\sqrt{2}}\Psi_s(\alpha_1\beta_2-\beta_1\alpha_2)\delta_1\delta_2 & s=0,\ m_s=0,\ I=1,\ I_3=-1\\
\Psi_A\alpha_1\alpha_2\gamma_1\gamma_2 & s=1,\ m_s=+1,\ I=1,\ I_3=+1\\
\frac{1}{\sqrt{2}}\Psi_A(\alpha_1\beta_2+\beta_1\alpha_2)\gamma_1\gamma_2 & s=1,\ m_s=0,\ I=1,\ I_3=+1\\
\Psi_A\beta_1\beta_2\gamma_1\gamma_2 & s=1,\ m_s=-1,\ I=1,\ I_3=+1\\
\frac{1}{\sqrt{2}}\Psi_A\alpha_1\alpha_2(\gamma_1\delta_2+\delta_1\gamma_2) & s=1,\ m_s=+1,\ I=1,\ I_3=0\\
\frac{1}{2}\Psi_A(\alpha_1\beta_2+\beta_1\alpha_2)(\gamma_1\delta_2+\delta_1\gamma_2) & s=1,\ m_s=0,\ I=1,\ I_3=0
\end{cases}
$$

$$\begin{array}{ll} \frac{1}{\sqrt{2}}\Psi_A\ \beta_1\beta_2(\gamma_1\delta_2+\delta_1\gamma_2) & s=1, m_s=-1, I=1, I_3=0 \\ \Psi_A\alpha_1\alpha_2\delta_1\delta_2 & s=1, m_s=+1, I=1, I_3=-1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\Psi_A(\alpha_1\beta_2+\beta_1\alpha_2)\delta_1\delta_2 & s=1, m_s=0, I=1, I_3=-1 \\ \Psi_A\beta_1\beta_2\delta_1\delta_2 & s=1, m_s=-1, I=1, I_3=-1 \\ \frac{1}{2}\Psi_A(\alpha_1\beta_2-\beta_1\alpha_2)(\gamma_1\delta_2-\delta_1\gamma_2) & s=0, m_s=0, I=0, I_3=0 \end{array}$$

一共十六個，上面六個其空間部分是對稱的，下面十個，其空間部分是逆對稱的。對於氘核而言，其束合態是S態，其空間部分是對稱的，因此氘核的總自旋與同位旋只能有，$s=1$，$I=0$，或$s=0$，$I=1$兩種。事實上，我們還可以由nn，pp 之間的沒有束合態，去除掉$I=1$的可能性。從實驗看來，氘核的狀態，其主要的成分的確是${}^3S_1$。

我們把二核子系統的對換對稱性綜合列於下表：

二核子系統的對換對稱性

	I	I_3	核子	對稱性		
				同位旋	空間－自旋	全部波函數
同位旋單重態	0	0	np	逆對稱	對稱	逆對稱
同位旋三重態	1	1 0 −1	pp np nn	對稱	逆對稱	逆對稱

二核子間如不計庫倫力，則作用之核力大致與電荷無關，故在輕核中庫倫力不甚重要時，I_3 是非常有用的量子數，I^2 也是一運動常數。因此在核反應中須遵守若干同位旋守恆的定律，總同位旋不同的反應將不致發生。在基本粒子中，同位旋也是重要而有用的觀念。

由質子與中子之間的電荷無關性（*charge independence*）而將質子與中子看作同一種粒子的兩個不同的同位旋態，正好像一個自旋爲

1／2的粒子有兩個自旋態一樣。同樣的量子數也可被應用到許多基本粒子上。一般而言，我們假定一個三維的同位旋空間，這種空間與普通的三維空間無關，可是其幾何性質還是與歐幾里得空間一樣。

在這個同位旋空間內固定一條第三軸（相當於普通三維空間的Z軸），然後以I與I_3去分明一個粒子的同位旋狀態（正如用s與m_s註明一個粒子的自旋態）。

由實驗證明，強交互作用有同位旋的對稱性。那就是說，如果在同位旋空間內作一任意的轉動，粒子的各同位旋態當然也隨之而改變。例如，質子與中子爲兩個不同的同位旋態，其I數值爲1／2，其I_3數值分別爲$\pm$1／2。當在同位旋空間內作一轉動時，質子態和中子態即混合，其極端情形爲從質子態完全變到中子態，或反過來，所以在同位旋空間內的旋轉，可以使各同位旋態混合，而強交互作用對同位旋的不變性即強交互作用的結果在這種混合之下不變其形式。

同位旋的一切數學形式，都與自旋相似，故當兩個粒子在一起交互作用時，應該將它們的同位旋加起來，正如角動量的相加一樣。例如，二個核子的交互作用，以Ψ_p表示質子態的態向量，以Ψ_n表示中子態的態向量，由於質子與中子的I數值都是1／2，故其合併的I可爲0或1，其包含下面數種狀態：

$$I=1:\ I_3=1,\quad \Psi_p(1)\Psi_p(2)$$

$$I_3=0,\quad \frac{1}{\sqrt{2}}[\Psi_p(1)\Psi_n(2)+\Psi_n(1)\Psi_p(2)]$$

$$I_3=-1,\quad \Psi_n(1)\Psi_n(2)$$

$$I=0:\ I_3=0,\quad \frac{1}{\sqrt{2}}[\Psi_p(1)\Psi_n(2)-\Psi_n(1)\Psi_p(2)]$$

同位旋空間內的旋轉，使$I=1$內的三個狀態相混合，而保持$I=0$的不變。這正像在角動量的情形，空間的轉動，使其Z軸分量不再確

定，因此對 $l=1$ 的狀態而言，$m=\pm 1$，0三個狀態相混合一樣。

核力卽爲核子與核子之間的強交互作用的表現，在同位旋空間旋轉，但 $I=1$ 內三個態產生混合，可是由實驗得出來的結果是 pp，pn，nn 之間的核力都一樣（電磁力除外）。因此，這就說明在同位旋空間內的旋轉並不影響核力。

在基本粒子中，一些電荷不同而質量相差很小的粒子態，（關於其他的性質，這些多重態的自旋量子數應該一樣，唯穩定性可能大不相同。）這些多重態的數目如果是 n，則其同位旋必爲 $\frac{n-1}{2}$。然後，我們再將多重態內的各粒子依其電荷大小而排列，給予 I_3 的數值（從 $I_3=\frac{n-1}{2}$ 依次排至 $-\frac{n-1}{2}$）。例如質子與中子爲一個二重態（*doublet*），$I=\frac{1}{2}$，對質子而言，$I_3=+\frac{1}{2}$，對中子而言，$I_3=-\frac{1}{2}$。

由於同位旋的對稱性只屬於強交互作用，故對不參與強交互作用的粒子，如光子、電子等，同位旋態的分別實在沒有運作上的意義。因此對這些粒子，我們都不附以同位旋的量子數。

【同位旋空間】（Isotopic spin space）

詳閱"同位旋（*Isotopic spin*；*I-spin*）"條。

【同位旋類似態】（Isobaric analog state）

同位旋爲 T 之原子核可具有同位旋分量 T_z 之值共有 $2T+1$ 個，形成 $2T+1$ 個屬於同一同位旋的能態，此 $2T+1$ 態稱爲同位旋多重態（*isobaric multiplet*）。例如 $T=1$，則 $2T+1=3$，共有三個同位旋多重態。實驗發現同量異位素（*isobar*）碳-14、氮-14及氧-14等三原子核（其 T_z 之值分別爲 -1、0及 $+1$），在各能階（$T=1$）上形成一種類似性（就自旋、宇稱性及能量而言），即 ^{14}C 和 ^{14}O 的基態及 ^{14}N 的第一受激態同爲 $T=1$ 及自旋和宇稱性爲 0^+ 的態，三者能量的差別乃由於庫倫能量及質量有微小的不同，如此出現上述類似性

的同位旋多重態，稱爲同位旋類似態。圖6—142示另一同量異位素鈹-10、硼-10及碳-10等三原子核所出現的同位旋類似態，三者基態同爲O^+（$T=1$），其相對能差（分別爲1.982 MeV及1.628MeV）乃由於庫倫能量及質量的差別，經鑑別爲屬於$T=1$同位旋類似態。圖中虛線連接的能階表示可能的同位旋類似態。

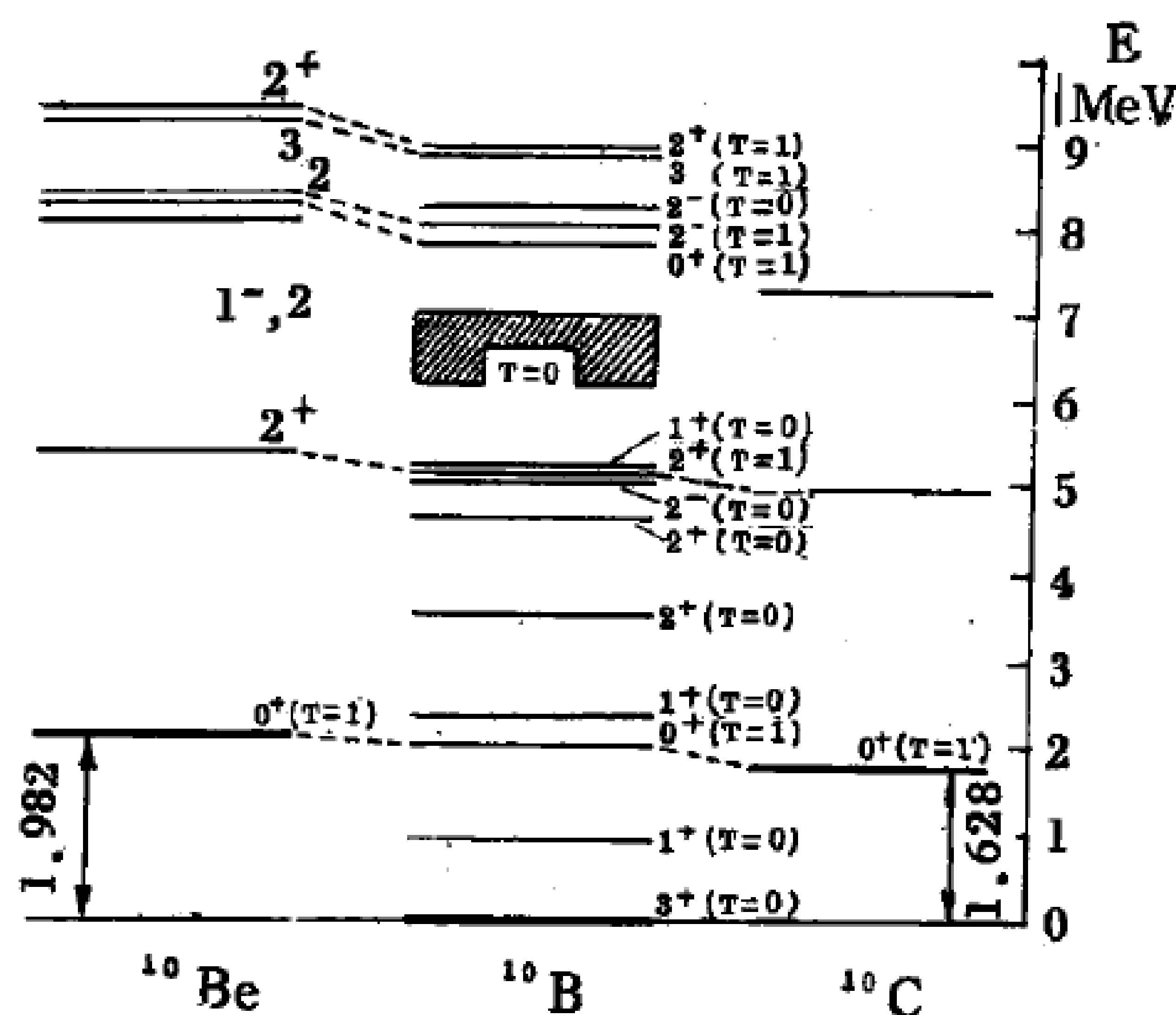


圖 6—142

【同位素】（Isotope）

在自然界中，許多種元素都有好幾種不同的原子核，每一原子核所含質子數決定該原子核屬於何種元素。如果一元素原子核中質子數保持一定而改變中子數，則除質量數隨中子數之增減而改變外，該元素的原子並未發生其他變化，仍保持該元素原子的一切化學性質。這種質子數相同而僅質量數不同，同一種元素的不同原子核，稱爲該元素的同位素。凡屬於同一元素的同位素，其原子序數相同，僅所含的中子數不同，亦即質量數不同。例如氫有三種同位素，其質量數分別爲1、2、3分別以^1_1H、^2_1H及^3_1H表之。鈾有三種同位素，即鈾-234、鈾-235及鈾-238（$^{234}_{92}U$、$^{235}_{92}U$、$^{238}_{92}U$），其所含中子數分別爲142、143、146等。

同位數之發現乃根據英人道爾頓之原子說，任何元素之原子均應有相同之性質，即其大小與質量應完全相同。且異類原子間，其原子量恆應成一整數比，即元素之原子量應爲整數。然經精密測定之結果，甚多元素之原子量，其值並非整數。至十九世紀末葉，放射性元素發現後

，物理學家與化學家在研究放射蛻變（*radioactive disintegration*）產物之實驗中，發現同類原子中亦有質量不同者存在。造成元素之原子量不成整數之原因，乃因原子量爲此等不同質量之平均值。

1919年阿士吞（*F.W. Aston*）根據帶電質點通過磁場時，其路徑會發生偏折的原理（若其質量不同，則偏轉之角度亦不一樣），製成質譜儀（*mass spectrography*）爲測定、分離同位素之重要工具，其構造概略可由圖6—143說明之。質量不同之原子先使之成爲帶電離子，再令其通過狹縫S_1及S_2後，射入A內，此離子因受與紙面垂直磁場之影響，乃循一圓形路徑而達於P上，P爲一照相底片；較重原子之路徑半徑較大，較輕原子之路徑半徑較小，故在底片上生成位置不同之像。賴此工具之助，他發現原子序爲10，原子量爲20.183之氖(Ne)元素，是由0.3％原子量爲21之氖原子（^{21}Ne）、8.8％原子量爲22之氖原子及90.9％原子量爲20之氖原子所組成。此三種氖原子其原子量雖不相同，但其化學性質則完全一樣。且原子序亦相同，故在週期表中應佔有同一位置。英國物理學家索第（*F.Soddy*）稱此種具有相同原子序數（相同的化學性質），而原子量不同的原子爲同位素。

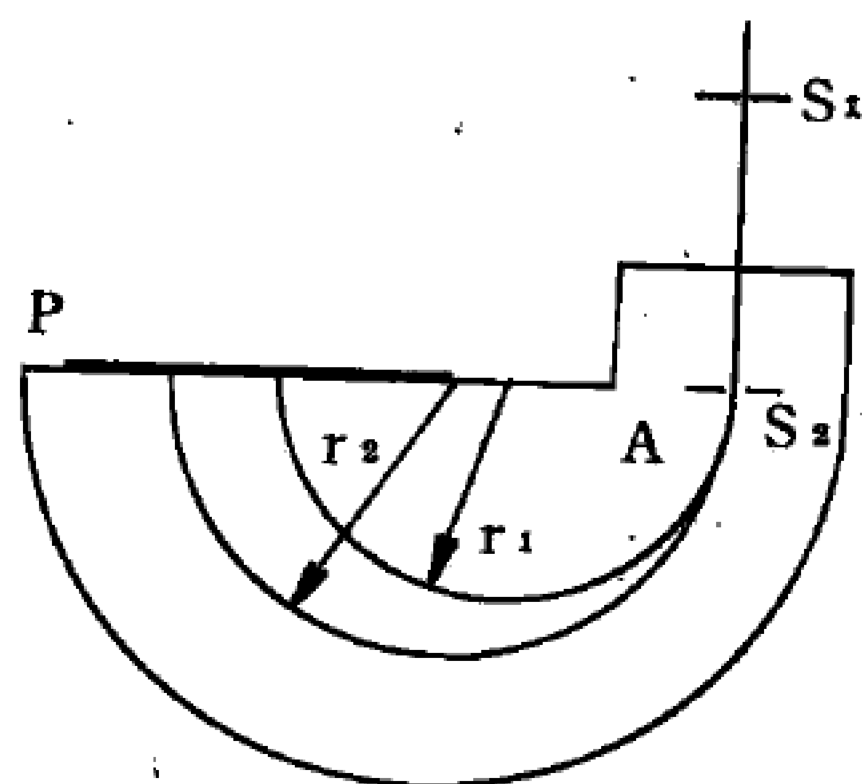


圖6—143
質譜儀之概略構造

同位數有放射性同位素（*radiative isotope*）及穩定同位素(*stable isotope*）之別，因爲每一原子核之中子數與質子數之比皆爲固定，要是這個比數在某一很窄之範圍內，則此原子爲“穩定”，要是這比數超出或低於此一限制，則此原子會變得“不穩定”，因而使其結構發生變化，成爲一具有穩定之中子數與質子數比的新原子。在變化期間常會放出輻射線，所以它被稱爲放射性同位素。每種穩定同位素其組成是一定的，

所以具有一定的質量。每種同位素的質量各不相同。又自然界上每種穩定同位素的豐盛度（ *abundance* ）也不相同，例如天然鈾含有鈾-238 爲 99.27％，鈾-235 爲 0.72％，鈾-234 僅爲 0.0072％。通常我們所測出該元素的原子質量是指該元素中各同位素質量的平均值，即一般所謂原子量（ *atomic weight* ）。這種平均方法是以每種同位素在該元素中所佔百分比之多少而計算的。原子量指一個亞弗加厥數（ *Avogadro's number* ）之原子的質量。

在自然界中大約有 280 餘種穩定同位素，分佈在大約 100種元素中。穩定同位素的分佈情形如圖 6 — 144所示，圖中以每種同位素原子核的質子數 Z 爲橫坐標，中子數 N 爲縱坐標。圖上每一黑點表示一種穩定同位素。由圖可知所有自然界存在的穩定同位素都分佈在一窄長的地帶，除了少數較輕元素外，大多數穩定同位素都分佈在中子數與質子數相等（ $N=Z$ ）那條斜線的上方，這就表示自然界穩定同位素所含的中子數常較質子數爲多，只有少數的輕元素，它們的中子數與質子數相等。原子序越大的元素，中子超過數越多，自輕元素中子數與質子數之比（ N/Z ）爲 1，至鐵元素時增爲 1.2，至鈉元素時增爲 1.5，最高的比例爲超鈾元素，約爲 1.6左右。這顯示自輕原子核至重原子核的核穩定性（ *nuclear stability* ）情形，在圖中黑點附近的原子核均常爲放射 β 粒子或 α 粒子的不穩定原子核。

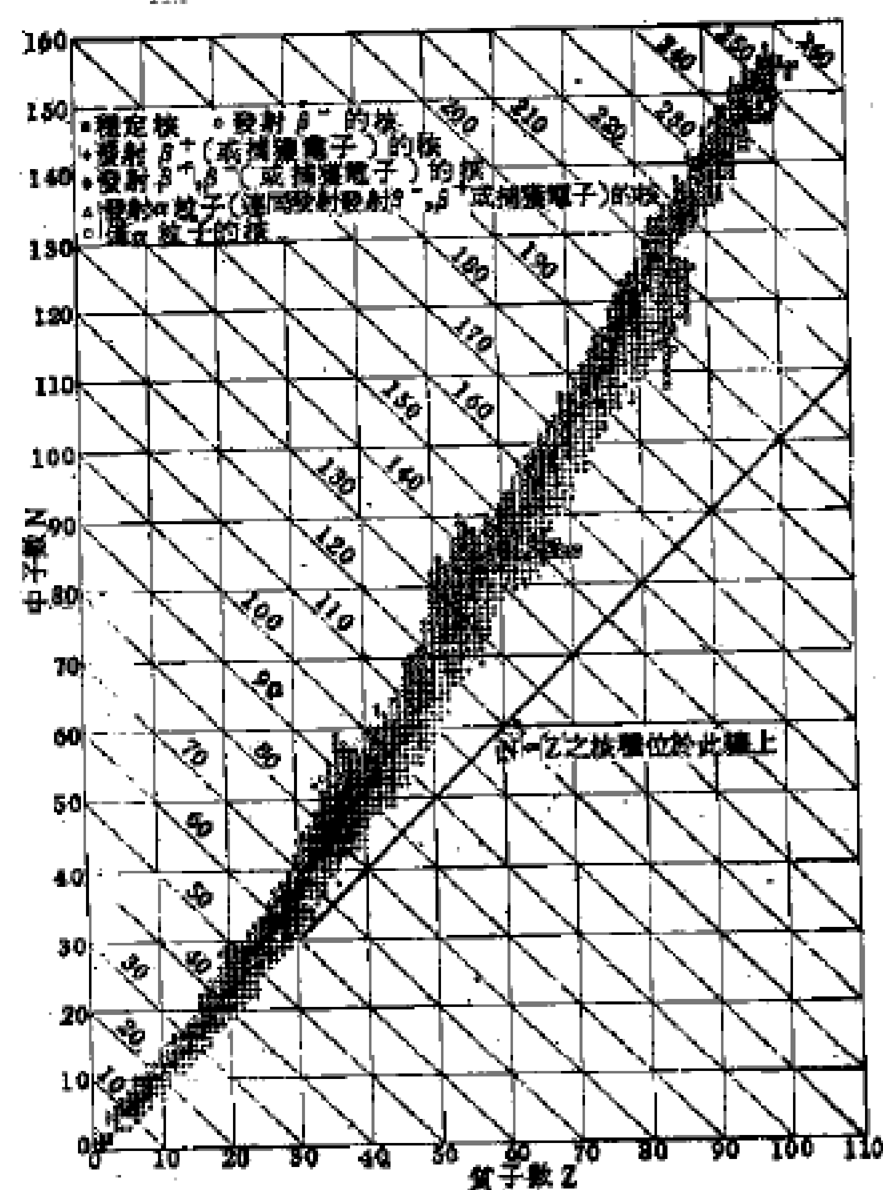


圖 6 — 144

【同位素分離】（ **Isotope separation** ）

將一種同位素自另外一種中分離出來，或是改變同位素比較含量的過程，稱爲同位素分離。如氣體擴散或電磁分離卽是，其基本原理都是利用各同位素質量的差異。同位素分離是同位素濃化中的一個步驟。

天然鈾中僅含 0.72 %的鈾 - 235，其餘均爲鈾 - 238。同位素元素間因其化學性質相同，故不能以化學方法予以分離，同位素分離乃利用其質量的差異爲基礎，玆分別介紹對重元素（如鈾）同位素的分離方法：

1. 利用氣體擴散的特性，先使鈾成爲氣體化合物六氟化鈾（UF_6）形式，迫使通過可穿透之擋板，擋板另一面保持低壓，由於兩種同位素分子的質量不同（ $^{235}UF_6 = 349$ 、 $^{238}UF_6 = 352$ ），但其平均能量相同，故平均有效速度不同；輕分子的速度較重分子者爲高（ $V_L = V_H \sqrt{M_H / M_L}$，$L$ 表輕分子，H 表重分子）。由於速度的差異，在單位時間內輕分子撞擊擋板的次數較重分子略多，因而穿過擋板的數目亦隨之較多，經短時間後擋板另一面同位數的比例卽不相同，這是利用氣體擴散作用使同位素分離的基本原理。因兩種分子的質量相差甚微，故一級之分離其效果並不高，通常欲達到 10 %鈾 - 235 之濃縮度，所需級數達 1,000 級之鉅。

2. 電磁法，此法乃利用不同質量的帶電粒子，在均勻磁場中其所偏轉的路程不一之特性，而使同位素分離。與氣體擴散方法相較，達到預期之鈾 - 235純度所需級數要少得多。惟其所能分離的量極爲有限，欲達要求的電流值所耗電能甚大。這大大限制此種分離方法，而不適用於實際大量生產之用。

參閱“質譜儀（*Mass spectrograph*）”條。

3. 利用離心方法，使氣態六氟化鈾流入在高速轉動容器中，由於質量的差異，較輕同位素（ $^{238}UF_6$ ）較集中於轉動容器的外緣部分，較輕同位素（ $^{235}UF_6$ ）則聚集在靠近轉軸中心的內部。若沿軸向導入氣流

，使中心部分向上流，外圍部分向下，則上部收集爲較輕之同位素，下部爲較重者，如是可得同位素分離的效果。

【同位素之製造】(Production of isotope)

僅有一些自然元素有不穩定之核組合，也就是說，它們是天然的放射性同位素。比方說，鉀元素中(包括在人體裏面的)僅有一小部分是放射性的 ^{40}K。大部分之放射性同位素都是由人工作成的。方法有三：(1)加進中子或去掉質子，(2)加進質子或去掉中子，(3)分裂，也就是說，把中子加進至一大原子，使其裂成碎片，這些碎片就是放射性同位素(圖 6—145)。(1)和(3)兩個方法大都是在反應器內進行，而(2)之方法，則多由加速器製造。

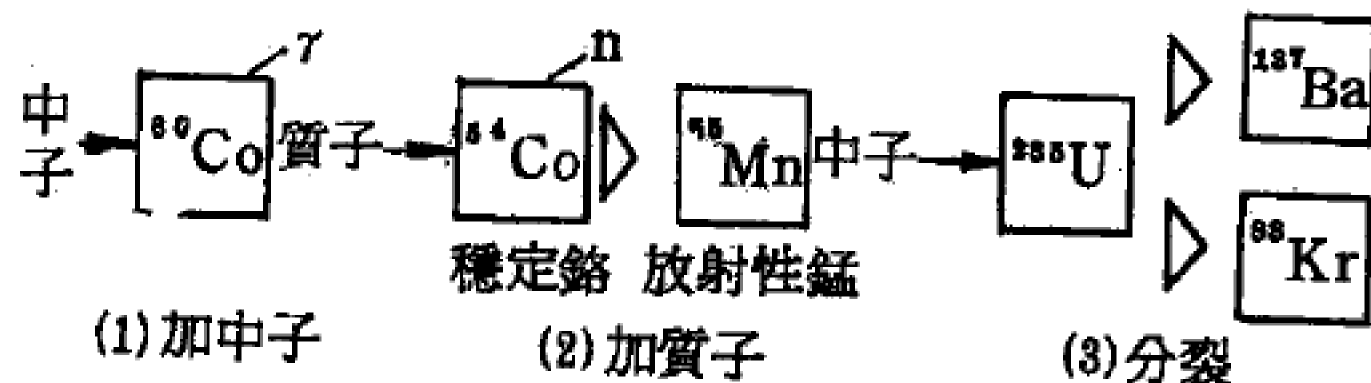


圖 6—145　人工放射性同位素之製造方法

下表列出製造放射性同位素之一些反應，並一一舉例。在目前，約只生產100種放射性同位素。雖然我們已發現差不多有1,500 種的同位素，但因大部分之半衰期實在太短，因此不能有什麼大用。大約有二百至三百的同位素，具有被應用的潛力，我們亟要做的就是在技術上作種種之發展與改進，使這些同位素的價格能夠減低，以便利用。

製造放射性同位素之反應

基本反應	例
(n, γ)	$^{59}Co(n, \gamma)^{60}Co$
(n, p)	$^{14}N(n, p)^{14}C$
(n, α)	$^{6}Li(n, \alpha)^{3}H$
(n，分裂)	^{235}U (n，分裂) ^{137}Cs
(p, n)	$^{65}Cu(p, n)^{65}Zn$
$(p, 2n)$	$^{68}Zn(p, 2n)^{67}Ga$
(p, pn)	$^{55}Mn(p, pn)^{54}Mn$
(p, α)	$^{25}Mg(p, \alpha)^{22}Na$
$(p, 2p)$	$^{58}Ni(p, 2p)^{57}Co$

【同位素示蹤劑】(Isotopic tracer)

詳閱"示蹤劑 (*Tracer*) "條。

【同位素效應】(Isotopic effect)

凡原子序數相同而原子量不同的物質，稱爲同位素。元素的化學性質既主要由價電子決定，一般說來元素的同位素其化學性質均相同，但事實上元素的同位素化學性質還是略有差異，尤其輕元素更爲顯著。在平衡系或接近平衡系時，元素的同位素原子的動能也不相同。在不同的化合物中，同位素原子的電子能量也有若干微小的變化；但這些並不影響到化學反應時的化學性質。

所謂同位素效應主要是指在物理上同位素原子所造成的影響：

1. 原子或分子穿過位壘時，其速度與質量有關。
2. 原子或分子振動頻率隨質量不同而改變。
3. 同位素的核質量 (*nuclear mass*) 不同；核自旋 (*nuclear spin* 即原子核的總角動量) 不同，因此影響到其容許能態的值；所以元素的不同同位素其光譜線雖都相同，但其精細結構 (*fine structure*) 則不相同。
4. 其他如統計 (*statistics*) 、宇稱性 (*parity*) 、磁雙極 (*magnetic dipole*) 、電四極 (*electric quardropole*) 等，元素的同位素都不相同。

【同位素測度法】(Measurement of isotope)

用放射性同位素測度的例子之一，就是測量厚度。這玩意兒雖然本身忙得團團轉，可是它外表一點也不顯眼，說不定你在參觀工廠時，就會把它漏了呢。它通常包括一個裝放射性同位素的箱子 (比方說，銫 - 137) 、一個放射線偵檢器和一個指示器。要測厚度的物質，以片狀通過放射性同位素源及偵檢器之間。這個測度的作用方法，可拿陽光到達你眼睛的作用來比方：陽光射入你眼睛的多少，與你是否戴了太陽眼

鏡有關。如果戴了又與鏡片顏色的深淺有關。同樣地，輻射線抵達厚度測度之偵測器的多寡，與欲測量之物質的厚度和質量有關。因此物質能擋住從放射性同位素源所發出的輻射線（圖6－146）。然後由一個計量表把測量的結果記錄在一張圖表上。現在商業上用的儀器，能夠把以每分鐘數百英尺的速度通過的紙張，或其他片狀物質的厚度變化情形記錄下來。

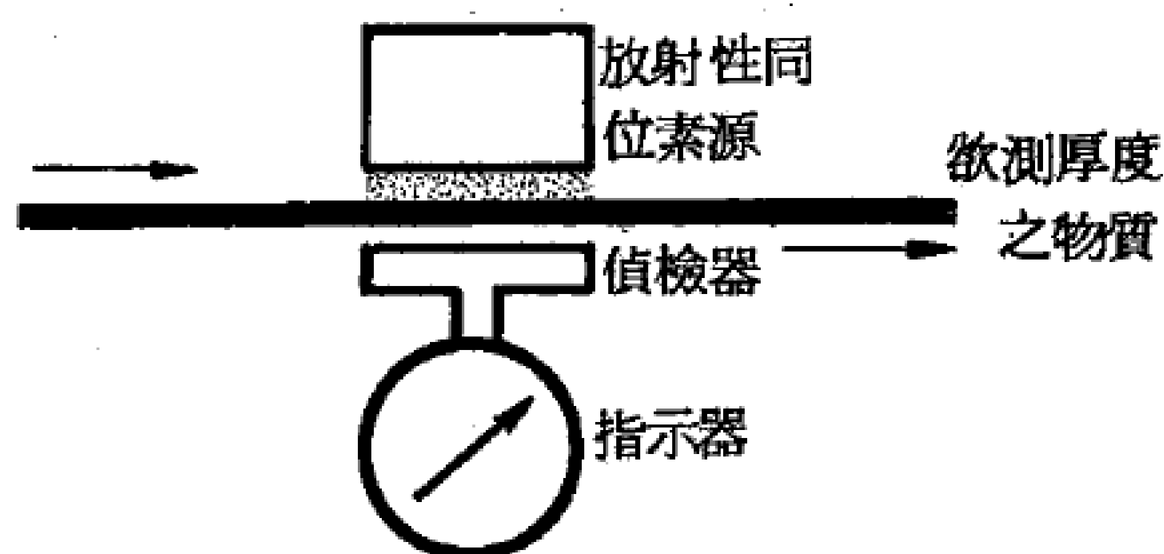


圖6－146　厚度測度之原理

把儀器改良之後，我們可以用伺服機械，把偵檢器之信號反饋（*feedback*），使得滾筒系統之情況改變，也因而遙控了薄片的厚度。因此，放射性同位素的儀器，不但能夠繼續不斷地測量物質的厚度，而且也可以控制它的厚度。

現在我們來考慮一個問題：一位砂紙製造商，要如何才能知道是否有足夠的磨砂附到紙上去呢?當然，他可以把機器停住，然後沿著產品線，在各個地方撕下幾片紙條，再拿去檢驗。有時，這不失爲一種好方法，但它實在太浪費時間，而且操作起來非常不便。同時，這種隨意抽樣，只能給這個製造商，對整個生產過程一個很有限的了解。並且，這種方法還浪費了產品。

這個製造商，可藉放射性同位素測度的方法，來解決這個問題，如圖6－147。操作的步驟是這樣的：(1)上橡皮膏，(2)上磨砂，(3)在爐中

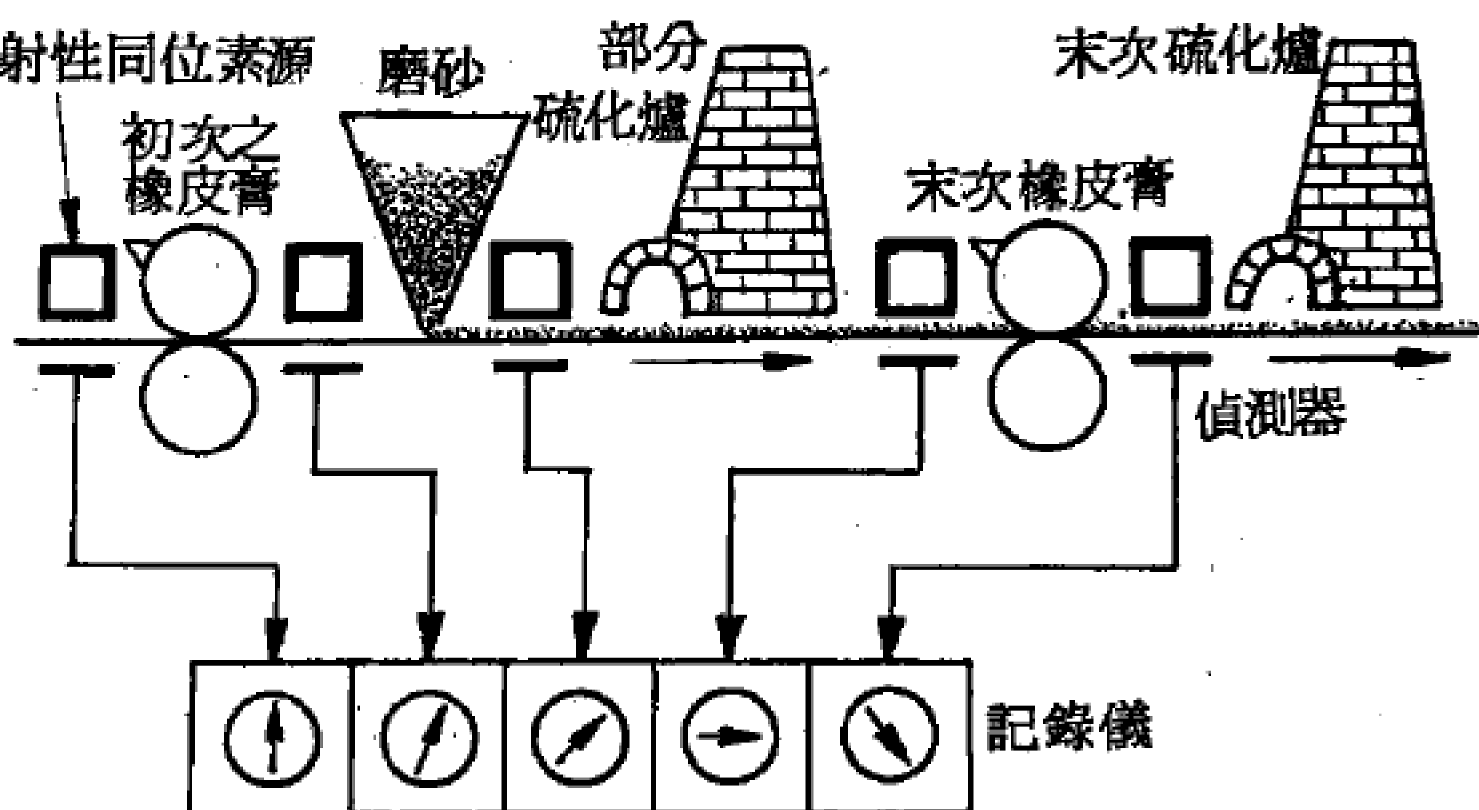


圖6－147　多紙放射性同位素測度法及遙控作用

作部分之硫化，(4)再上橡皮膏，(5)再硫化。只要他在各步驟間測度，就知道該如何控制橡皮膏和磨砂的數量，他也就能夠造出各種粗細不同的砂紙，而且紙面要均勻得多。

有一個類似於砂紙製造商的問題，就是要測量附著於其他物品上面的薄層的厚度。比方說，對於錫罐製造工廠而言，到底上了多少錫箔到鐵板上面去，是一個很重要的問題。這個製造商便可以用同位素的回散射法，或X光來測出錫箔的厚度。

回散射的測度方法，和前所談之厚度測度之原理很相像。輻射線有一個性質，就是當它打到任何物質時，立刻就會散射。物質越厚，則輻射線被散射得也愈多，直到某一程度爲止。在回散射測度法中，我們要把偵測器遮蔽好，使得它除了散射回來的輻射線外，不會再受到其他輻射線；因此，打入偵檢器的輻射線越多，也就是表示所測的物質越厚。(圖6—148)就如在厚度測度時的情形一樣，指示器和記錄儀能把很微小的厚度變化，連續不斷地記載下來。這種測度方法也用來量諸如鐵管的管壁厚度，或其他不適合在兩旁測度的物質(即只能在物質之一側測度)。

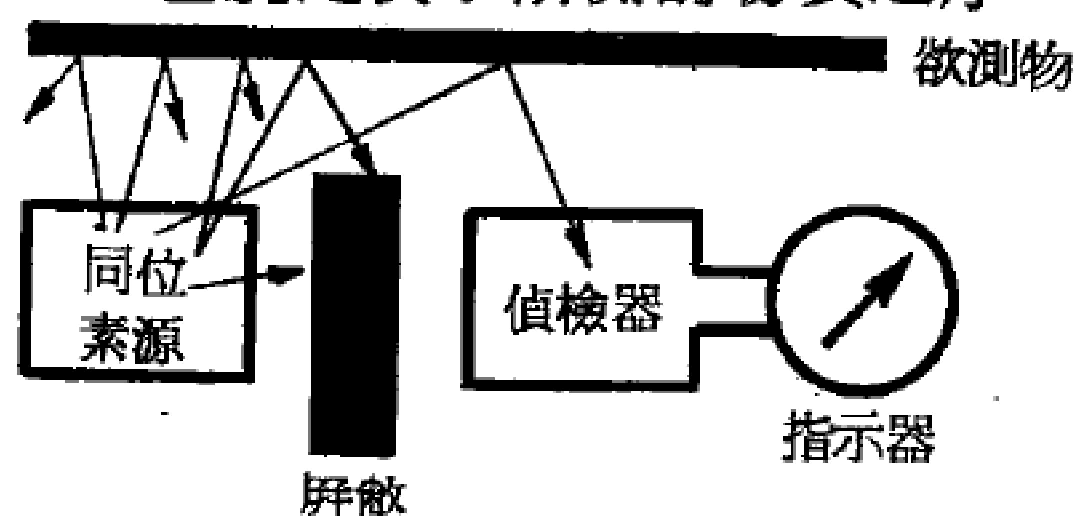


圖6—148　回散射測度法之原理

在X光測度法時，射出的輻射線不但激發了鍍衣(*coating*)，也激發了被鍍物(*backing*)，於是產生的X光的特性，就由此二種物品中所含之元素所決定。當鍍衣被激發時，產生的輻射線強度隨鍍衣之厚度增加。而當被鍍物被激發時，它所產生的X光在到達偵測器之前會被鍍衣所吸收，因此，鍍衣的厚度越大，它放射出來的X光就越弱。不管是用回散射測度法，或用X光測度法，偵檢器總是能夠經由輻射線強度的變化，而得知厚度變化的情形，見圖6—149。

在使用X光測度法和回散射測度法時，所測之輻射線強度也和被測

物之密度及原子序有關。有時在工業應用方面，這些特質也是我們所需要知道的。

回散射法之最大功用在於，當一件欲測物只能從它的一邊去測度時，用此法甚爲方便。而用 *X* 光之測度法之益處則是它測度的準確性特高。如表所示。

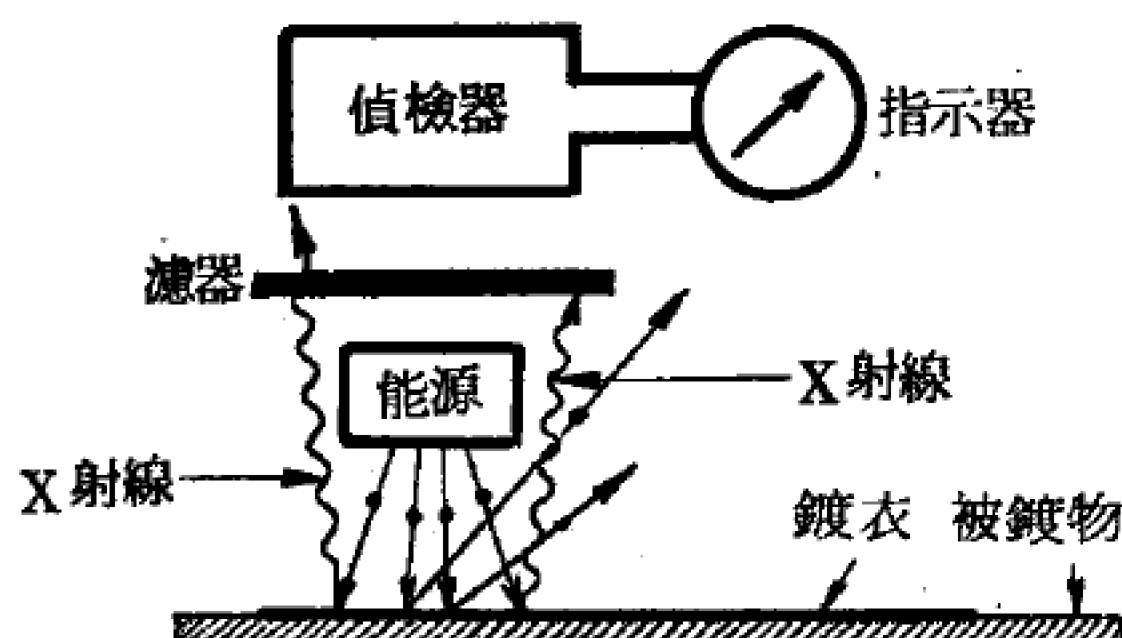


圖 6 — 149　X射線螢光之原理

另外一種測度儀就是水平面指示器。這種儀器能夠"看見"在一個容器中的物質的水平面。比方說它可應用於飲料工業中，以很高的速率找出沒裝滿的罐子。而在化工廠中，我們用此種測度儀來把剩存的腐蝕性溶液保留在桶中；在煤礦工業裏，則可用來報告在煤礦區的許多載煤車，那幾輛已經裝滿了。它也可應用於其他的工業上。

用 *X* 射線能譜測量鍍衣之厚度

物　質	被激發物	準　確　度
鉑或金鍍在鈦上	鈦	測鍍衣厚度自百萬分之二到百萬分之五十吋；精密度百分之一
將鐵質之墨水塗在有塗料或無塗料之紙上	鐵	測墨水厚度自十萬分之一到十萬分之四吋

像電燈開關一樣，水平測度法也是利用"開或關"的原理的。當在同位素和偵檢器之間，存在有某種物質時，指示器便是"關"著的；而當這個物質附到此同位素的平面以下，指示器便"開"了。這種測度法，也可拿來控制操作進行速率：當指示器"關"著時，便能打開遠處的一個龍頭，使得流進容器的物質的速率增快，再把容器中的物質施以加

工等。

最簡單的水平測度法，是讓同位素源浮在液面，然後拿一個偵測器在容器外面上下移動，當偵檢器之指數最大處，也就是液面所在（圖6—150）。

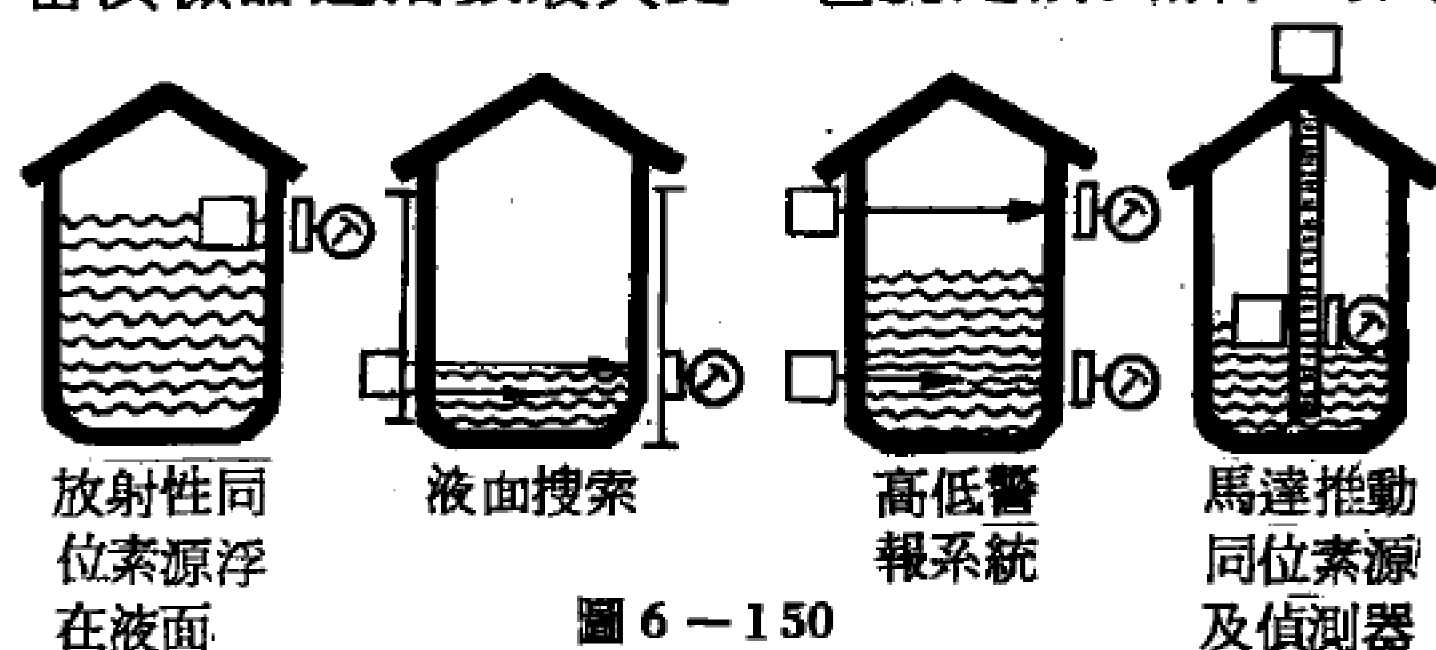


圖6—150
各種形式之水平測度法的原理

當我們沒法子將同位素源擺進容器時，我們可將同位素源及偵檢器，擺在容器相對的兩側，然後同時上下移動來搜索液面的高低。當偵檢器之指數突然增加很大時，也就是表示出在此刻輻射線並沒穿過欲測之液體，液面就是在這兒。另外一種型式，叫高低警報系統的，則是把偵檢器固定在桶子的上部和底部。更複雜的設計，則是應用馬達推動的伺服機械，來把同位素源和偵檢器，隨液面之高低而上下。

像所有應用同位素的地方一樣，同位素測度法也有相似的缺點，而且要多些。在整個裝置中，同位素本身所費的金錢幾乎可忽略掉。倒是那些計量表、控制儀及機械部分要複雜、精巧而且貴得多。雖有這些因素，同位素在各方面之應用，仍然每年遞增。

放射性同位素測度儀只需要很小之動力和維護，而且我們能把它深放進機器之中心（遠離人體），除此而外它很經濟。無論如何，輻射線都不會傷害到材料或操作者。事實上同位素測度法之可靠性，已經證明爲確切不移，因此連美國原子能委員會（*A．E．C*），也放寬了他們訂的檢驗尺度。雖然在製造過程中使用放射性同位素測度法會增加成本，但是它們確實能夠節省金錢。比方說，在幾年前約有100家的紙業公司，投資了將近37萬美元，在放射性同位素測度之儀器和設備上，才一年光景他們就節省了將近300萬美元。厚度測度法之所以能夠省錢，百

分之八十是因爲它能減少廢料又節省原料。有一家也是使用放射性同位素測度法的公司，因爲減少了廢料的緣故，每年可省下5萬美元，而他每年花在同位素測度上的錢，才不過2,200美元。這種省錢的結果，在直接方面能減低商品的價格，在間接方面則可提高商品之品質。

【同位素發電機】（ Isotopic generator ）

要將熱能轉換成電能，最普通的方法包括有動力式的（電渦輪或是交換機）轉換設備，以及靜力式的（熱電或是熱離子）轉換系統。

【Ⅰ】動力式的轉換法

人們最熟悉的便是用熱來使水沸騰的方法，然後用所生成的蒸汽以推動一渦輪再帶動一發電機產生電力。此外可以利用的液體還有水銀、鉀、鈉以及液態鋰或有機液體等。動力式的系統屬於研究最廣泛的系統。封閉式的管路使用氦氣及氬氣而使氣體與液體混合的系統也已研究過其可行性。

【Ⅱ】熱電轉換法

比較直接的方法則是利用熱電轉換法，這種熱電的原理便是利用在*S.N.A.P.*-3以及其他早期的放射性同位素發電機裏的方法。這原理早在150年以前便由一位德國的科學家席貝克（ *T. J. Seebeck* ）所提出來的。他發現當兩個不同的金屬在一封閉的線路中聯接在一起，而在兩端接合處維持不同的溫度時便會有電壓產生，這樣的接合點被稱爲熱電偶或是熱偶。

在一個典型的熱偶裏通常使用兩種普通的金屬或是合金便成。在生產動力方面，我們發現一些半導體物質如果加入某些雜質以造成缺乏或是增加了額外的電子以後其效率更大。許多的半導體化合物都表現出這種熱電效應（ *thermoelectric effect* ）。一種熱電物質所能輸出的功率爲其操作時溫度的函數；有些物質在某一溫度下操作時要比其他的物質在這個溫度下操作的情形來得好。

用於放射性同位素發電機的熱電偶包括有一種稱爲正的形式的元素以及一種稱爲負的形式之元素。在正的形式的元素裏電子流向較高溫的接口，在負的形式的元素裏則正好相反。

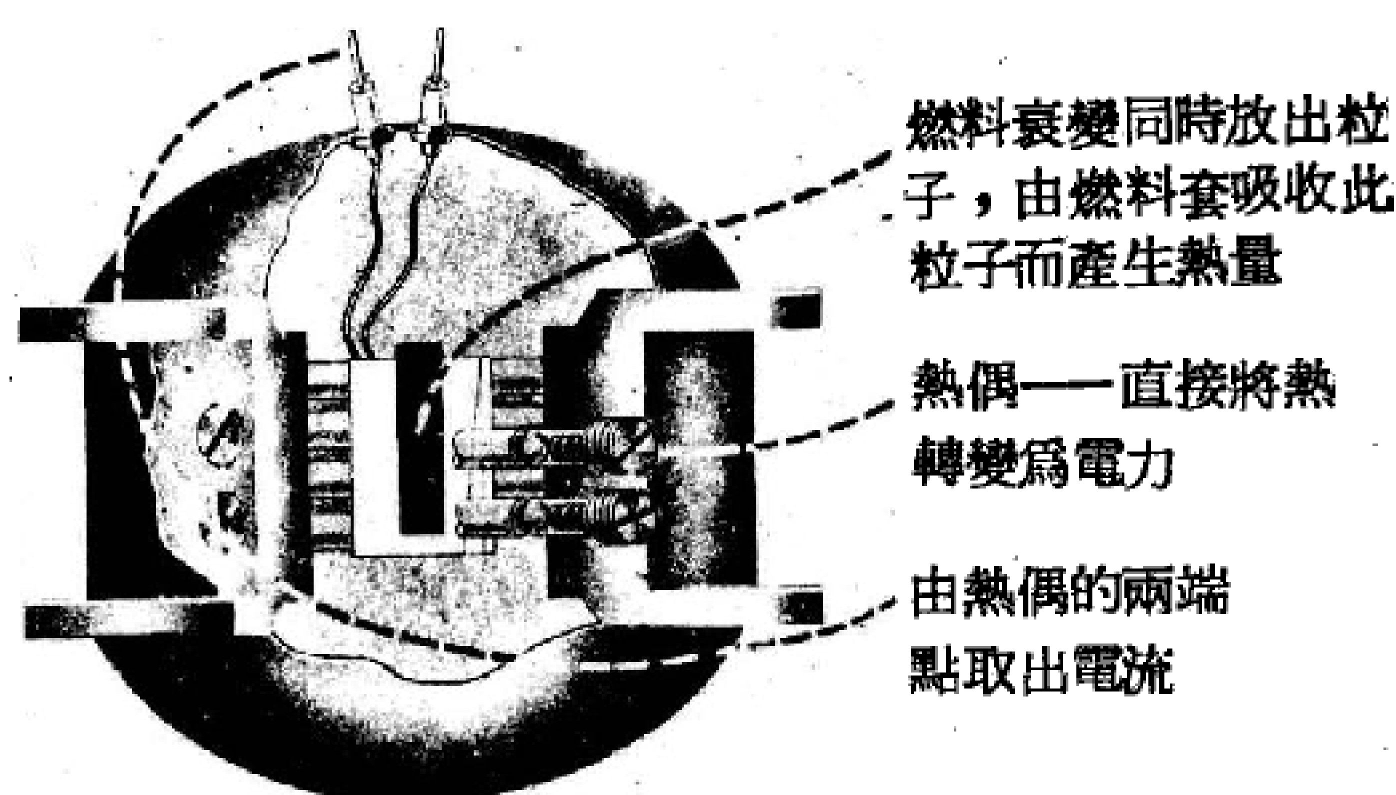


圖6－151
放射性同位素熱電式發電機操作情形

【Ⅲ】熱離子轉換法

有些同位素發電機則利用另外一種稱爲熱離子發射（*thermoionic emission*）的直接轉換能量的方法。它的原理是將一高溫表面所發射出來的電子收集起來而造成電流。例如將普通眞空管裏的射極（或是陰極）加熱，而後由集電極（或是陽極）吸收這些發射出來的電子便造成電流。如今的熱離子轉換裝置並不使用眞空的方法，而是利用導電的鍶的蒸氣，因爲這樣可以獲得較大的電流。

熱離子轉換器可以較熱電裝置獲得較大的實際效率，但是卻需要能承受較高溫的熱源。熱離子轉換器在太空應用方面將貢獻至大。

【同位素稀釋】（Isotope dilution）

在組成母原子－子原子系統的各種元素中，只有鉀夠普遍，我們可以用傳統的化學技術分析它。其他所有的元素，尤其是由放射衰變形成的那些元素，存量都非常小，必須發展出特別的方法才能測量它們。其中最有價值，也是最常用的方法，叫做同位素稀釋。

這道用以分析未知物的手續，是藉均勻地加入少量放射性的試驗物質，決定在原始材料中示蹤劑（*tracer*）的放射性因稀釋而改變了多少。

它操作的原理大概是這樣：我們令某元素的原子數爲一未知數 X。如同對大多數的元素一樣，我們很準確地知道此元素的常態同位素組成，令它的二種同位素的比爲 A/B。現在我們在 X 個原子中加入一已知量的同種元素，令其原子數爲 C（通常較 X 爲小）。新加入的 C 個原子有不同的同位素比 A'/B'。A'/B' 除了必須不等於 A/B 外，它可以是任意值，但是我們必須確切地知道它是多少。（這可以由許多化學方法測得，不然我們可以從美國田納西州橡嶺的美國原子能委員會橡嶺國家研究所取得已知組成的同位素試樣。）俗語稱此加入的物質爲"穗"（*spike*）。

待我們把原始物質與"穗"充分混合後，我們得到下面的等式：

$$X(A/B)+C(A'/B')=(X+C)(A''/B'')$$

上式中 A''/B'' 表示混合物的二種同位素比。

有了這些資料，我們就可以對此物質進行任何一種的化學淨化或轉化的過程，不須擔心物質的耗損（縱使在操作中損失了該物質的90%，同位素的組成仍然不會改變）。現在我們可以將盛同位素混合物的物質放入質譜儀中，決定 A''/B'' 的比值。有了 A''/B''，我們將它代入上式中，可以很快地算出原始試樣的未知原子濃度 X。

很多在生物學上具有極重要地位的物質，諸如維他命、荷爾蒙、酶等，都是很複雜的有機化學分子或混合物。在製藥工廠的工作者，已對在不同食物中所含的維他命多寡，作了廣泛的研究。在以前，從事此種研究的唯一方法是，估量此種維他命對動物的效應。比如說，假如我們拿沒有維他命 B_{12} 的食物去餵動物，由於缺乏這維他命的結果，會使動物引起貧血；然後再用含 B_{12} 的食物去餵牠們，貧血就逐漸消失。至於該放多少的 B_{12} 呢？那完全要看動物康復的快慢。這種方法既昂貴而且並不準確。

要是用放射性示蹤劑的話，這種複雜的物質，就可用同位素稀釋的

步驟來分析。在一含有多種維他命混合物之樣本中，要想知道維他命 B_{12} 的量，可用下法來分析：

1. 拿一維他命 B_{12} 之純試樣，在其中含有放射性鈷作爲示蹤劑。取出此試樣之一定量，算出其放射線大小。

2. 將此具放射性之小塊 B_{12} ，加入我們想分析的已知量的 B_{12} 混合物裏。

3. 將示蹤劑和 B_{12} 確實混合。

4. 從此混合物中取出一試樣。

5. 再從此混合物試樣中，分出一小量之 B_{12} ，再將其純化。

6. 計算此新試樣（即剛純化之 B_{12} ）之重量和其放射線大小。此新試樣每單位重量之放射線，一定比純粹的 B_{12} 試樣（見1）要低，因此輻射線已被混合物（即我們要分析之 B_{12} 混合物）中之 B_{12} 所稀釋。然後你就可算出，原混合物中到底有多少 B_{12} ，才能將輻射線量改變成現在之大小。

這種過程，比起那用動物作實驗的方法要簡單得多了。有一位食品製造商估計，他因爲用同位素稀釋法化驗食品中的維他命 B_{12} ，使得每年省下 50 萬美元。

【同位素農場】（ Isotope farm ）

含有碳 - 14（ ^{14}C ）的封閉生長室或花房，室內的空氣混有含碳 - 14 的二氧化碳（ $^{14}CO_2$ ），植物在內仍正常生長，但經光合作用後，吸入 $^{14}CO_2$ ，因此標誌著具有放射性的碳 - 14 ，可從偵檢儀器測出，因此可研究植物生長的情形。同位素農場也可以使用其他標誌材料，如重水（ D_2O ）和磷 - 35（ ^{35}P ）等產生的生化標誌物。

【同位素濃化】（ Isotopic enrichment ）

改變某種同位素的比較含量，因此使元素中某種同位素的含量增高（即濃化）。例如，在天然鈾中，把鈾 - 235 濃化。

【同位儀】(Isotron)

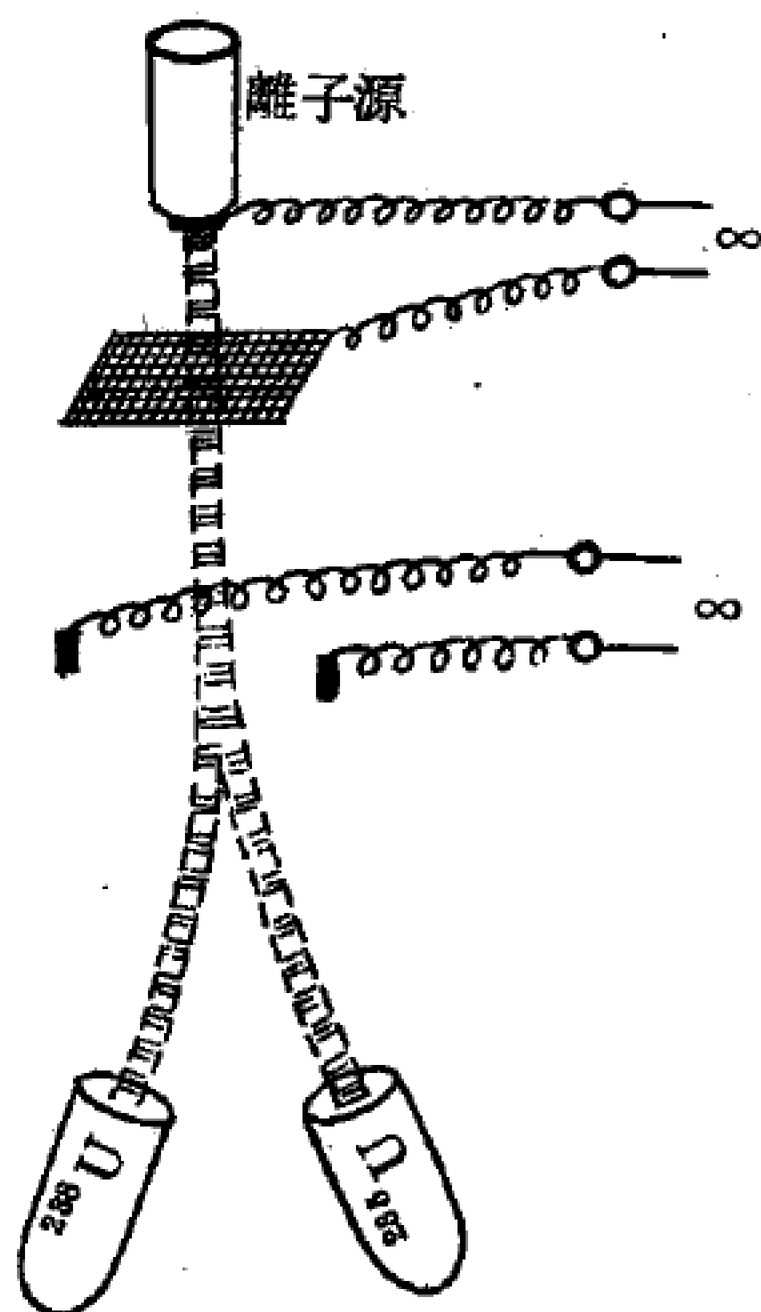


圖 6 — 152
同位儀的概略圖

斯密士 (*H . D . Smyth*) 和威爾遜(*R.R.Wilson*)兩人在普林斯吞(*Princeton*) 發明了一種離子分離器，叫做同位儀。同位儀的概略如圖 6 — 152。

同位儀用以分離同位素。從離子源發出的離子射線通過一個交流電場，這交流電場成於離子源與一網之間，這網放在離子射線的路中。這電場的強度已定，受這電場的作用，輕原子比重原子加速更快。接續的電衝 (*electric impulses*) 將使離子射線成層，接續的各層，此層富於鈾 - 235，彼層富於鈾 - 238，彼此相間。這樣成層的離子射線再通過一水平電場，這水平電場和產生成層的電場校準，使之時刻一致，通過水平電場之後，富於鈾 - 235 的各層偏向右方，富於鈾 - 238 的各層偏向左方。現在分離鈾同位素，加大儀成了主要的儀器；但是同位儀的將來發展可以和加大儀競爭。

這樣的電磁分質器 (加大儀和同位儀) 的作用是基於電場與磁場對射線中離子個別的作用。另外還有一組方法叫做統計的方法 (*statistical methods*)，僅僅利用質量不同的大批原子的平均趨向。

【同音】(Unison)

頻率相等之音，無論其強度或音品如何，均稱爲同音，其音程係等於 1 而不等於 0。兩音之音程如爲 2，則稱其八音度 (*octave*)。

【同相】(In-phase)

兩個電壓波或電流波，彼此步伐一致，無超前或落後者。換言之，兩個電波過程中無相位移出現。

【同相磁化率】(In-phase susceptibility)

在磁共振 (*magnetic resonance*) 的實驗裏，通常除了沿 Z 軸方向加一靜磁場 H_0 外，在垂直方向用一射頻的磁場造成共振效應，外界的磁場可以下式代表：

$$\vec{H}=H_1(\hat{x}\cos\omega t-\hat{y}\sin\omega t)+H_0\hat{z}$$

環繞樣品的垂直射頻線圈，由於原子核磁化量的變化，使線圈電感有所不同，從電感的定義，可導出它是與磁化強度 $\vec{M}$ 與 $\vec{H}$ 同相的部分成正比。理論上，磁化強度 $\vec{M}$ 可寫爲

$$\vec{M}\cong M_0\hat{z}+m[\hat{x}\cos(\omega t+\varphi)-\hat{y}\sin(\omega t+\varphi)]\cong M_0\hat{z}+\vec{m}(t)$$

此式僅在射頻磁場振幅甚小時成立。φ 是橫向磁化強度 $\vec{m}$ 與橫向磁場 $\vec{H_1}$ 的相位角，由晶體的性質而定。橫向磁化強度 $\vec{m}$ 與 H_1 同相的分量 $\vec{m}'$ 爲

$$\vec{m}'=m\cos\varphi(\hat{x}\cos\omega t-\hat{y}\sin\omega t)$$

與 H_1 垂直的稱爲 $\vec{m}''$

$$\vec{m}''=-m\sin\varphi(\hat{x}\sin\omega t+\hat{y}\cos\omega t)$$

現定義同相磁化率 χ' 爲

$$\chi'=(m\cos\varphi)/H_1$$

異相磁化率 χ'' 爲

$$\chi''=-(m\sin\varphi)/H_1$$

這兩個物理量與射頻線圈的等值電感及等值電阻有密切的關係，同相磁化率改變線路的電感，異相磁化率則改變電阻。

【同時性】(Simultaneity)

在系統 K 的一觀察者，根據對他自己爲固定的時鐘，測得兩事件發生的時刻，分別爲 t_1 及 t_2，假如他們的時刻差距 Δt 爲零，即

$$\Delta t=|t_1-t_2|=0$$

則對此觀察者而言，這兩事件的發生，具有同時性，從羅倫茲變換及相對論可知，如果有第二個觀察者，他與原來的觀察者有一相對速度，則

對第一位觀察者有同時性的兩事件，對第二位觀察者，未必具有同時性。

【同素異性體】（ Allotrope ）

同一元素在固態時因溫度變化而有相異的空間晶格型式者，各爲該元素的同素異性體。同素異性體間的轉變稱爲同素異性轉變。鈷、鐵、錳、錫、鎢及碳等均有同素異性變化，而晶格開始變化的溫度稱爲同素異性變化點，或叫臨界點。該點上下的同素異性體有不同的物理性質。臨界點隨加熱速度與冷卻速度而不同，加熱時此點隨通過該點時加熱速度的增加而增高，而冷卻時此點隨通過該點之冷卻速度的加大而降低。同素異性變化的研究在工程材料方面有很大的效用。

【同差核種】（ Isodiasphere ）

原子核中，其中子（ *neutron* ）和質子（ *proton* ）的數目相等，則稱爲同差核種。

【同量異位素】（ Isobar ）

不同元素而原子質量數相同的同位素，稱爲同量異位素，在放射性物質中常發現這類原子核。雖然其質量數相同，但原子序數不同，因而化學性質各不相同，例如碳 - 14 、氮 - 14 、氧 - 14 。這由於原子核電荷不同，電子結構隨之不同，故成爲各種化學元素。

參閱“原子核（ *Nucleus* ）”條。

【同軸電容器】（ Gang condenser ）

又叫共軸電容器，數個（由二到五）可變電容的組合體，各電容器的活動部分（動片）裝在一根共同的軸上。用途是借助一個旋鈕同時對數個廻路進行調諧。

【同軸電纜】（ Coaxial cable ）

一種高頻電纜，其中有一根導線是一個空心管子，將第二根導線全部包圍起來。內導線準確地與管子的軸心相重合，因此這種電纜也就被

稱爲同軸電纜或同心電纜。爲了使得內導線能夠保持著這樣的位置，便在內外導線之間完全塡上絕緣材料，或者在內導線上套上若干個單獨的絕緣子。由於在同軸電纜內所有的電場與磁場都是集中於內外導線之間的空隙裏，也就是在電纜外面沒有電磁場，所以輻射損耗是微不足道的。爲了減少金屬的發熱損耗，內導線可能作成很大的直徑。欲使同軸電纜柔韌而易彎曲，可將其外導線作成柔韌金屬編織層的形式，並將內部塡以可塑絕緣材料或裝上盤狀絕緣子以保證電纜能夠彎曲繞折。

【同軸調諧】（Gang tuning）

利用一個旋鈕對全部廻路進行調諧，這個旋鈕就是接在這些廻路中的各個可變電容器的公共軸。

【同溫層】（Stratosphere）

氣象學家分空氣爲兩層，下層名爲對流層，上層名爲同溫層。對流層的空氣受地面溫度不同的影響，常在上下的流動，空氣上升而冷，所以發生風雲雨雪種種氣象的變化。如再上升，空氣愈冷，流動能力愈減，直至十萬英尺的高空，就完全無力流動了，這就是同溫層之起點。那兒空氣乾燥，沒有雲霧的騷擾，只有一些氣流在作緩慢的混合。同溫層的溫度不隨高度而變，常在華氏零下58°至76°之間；氣候雖嚴寒，卻終是晴朗。研究人員已經注意到雨雪在洗滌存於對流層空氣中的落塵粒子的重要作用，但在放射性物質介入同溫層的正確公佈形式上，還是爭論不休。

參閱“大氣層（*Atmosphere*）”條。

【同極鍵】（Homopolar bond）

共價鍵在化學上從前叫做同極鍵，也稱爲電子對。因爲形成這種鍵的兩個原子對價電子的吸引力相差不多，價電子在某原子出現的機率與在另一原子出現的機率大致相等，所以共價鍵兩端的原子，例如氯（Cl_2）原子，並不像離子鍵，如氯化鈉（$NaCl$），有著明顯的電雙極，故

而共價鍵亦稱爲同極鍵。但是共價鍵與離子鍵之間還是很難嚴格區分，除非像氯（Cl_2）與氫（H_2）這種分子，是絕對的共價鍵。否則我們只好說砷化鎵（$GaAs$）像共價鍵分子，而氟化鈉（NaF）是離子性分子。

【同種粒子】（Identical particle）

有一個系統所包含的質點完全一樣時，這在量子的效應上，有些是以前古典物理所沒考慮到的，在古典物理中，我們總認爲雖然兩個粒子一樣，可是由於它所走的路徑的不同我們總能區分這是甲粒子，這是乙粒子，而我們在量子物理裏，所有的只是粒子出現的或然率，路徑已不再能被好好地定義下來。因此，我們永遠無法明瞭在這地方出現的粒子是甲或是乙，這種不可區分的性質，使得我們對這系統的描寫也必須要不可區分才是，如果我們有兩個同種粒子，那我們由於不可區分的性質，將此兩粒子的狀態互換，所有的物理結果完全不變才對。

現在，我們可以來看看何以不可能將同種粒子區分出來。首先，我們假設二個同種粒子之間沒有交互作用，則薛丁格方程式可能寫爲

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_1^2\Psi(\vec{r}_1,\vec{r}_2)-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_2^2\Psi(\vec{r}_1,\vec{r}_2)$$

$$+\left[V(\vec{r}_1)+V(\vec{r}_2)\right]\Psi(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=E\Psi(\vec{r}_1,\vec{r}_2) \quad (1)$$

其中$\vec{r}_1$與$\vec{r}_2$各爲甲、乙粒子的坐標，則可看出

$$\Psi_E(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=\Psi_{E_1}(\vec{r}_1)\Psi_{E_2}(\vec{r}_2)$$

必爲（1）式的解，而$\Psi(\vec{r})$就是單一粒子的薛丁格方程式解，E_1、E_2表示其固有值，而 $E=E_1+E_2$

我們知道$\Psi(\vec{r})$可能還是其他的物理量算符的固有函數，因此它不只有固定能量，也許還有自旋、角動量等等，我們就把這些不同的量子數以α，β，γ，δ……總括來代表，那就是說$\psi_\alpha(\vec{x}_1)$的意思是，甲粒子在α狀態（α包括我們所有能知道的物理量）。那麼，我們知道甲粒

子在α狀態、乙粒子在β狀態之波函數應爲

$$\Psi_{\alpha\beta}(\vec{r_1},\vec{r_2})=\Psi_\alpha(\vec{r_1})\Psi_\beta(\vec{r_2})$$

因此在表面上，我們量到甲粒子在α狀態，乙粒子在β狀態的或然率密度應爲 $|\Psi_{\alpha\beta}(\vec{r_1},\vec{r_2})|^2$

而量到乙粒子在α狀態，甲粒子在β狀態的或然率密度卻爲

$$|\Psi_{\beta\alpha}(\vec{r_1},\vec{r_2})|^2$$

很顯然地，這兩個數值並不相同。但是我們測量時，卻無法分別出這兩個狀態有任何的差別。

爲了要解決這問題起見，我們可以從$\Psi_{\alpha\beta}(\vec{r_1},\vec{r_2})$和$\Psi_{\beta\alpha}(\vec{r_1},\vec{r_2})$造兩種函數，一是對稱的；一是逆對稱的

$$\Psi_S=\frac{1}{\sqrt{2}}[\Psi_{\alpha\beta}(\vec{r_1},\vec{r_2})+\Psi_{\beta\alpha}(\vec{r_1},\vec{r_2})]$$

$$\Psi_A=\frac{1}{\sqrt{2}}[\Psi_{\alpha\beta}(\vec{r_1},\vec{r_2})-\Psi_{\beta\alpha}(\vec{r_1},\vec{r_2})]$$

$\Psi_{\alpha\beta}(\vec{r_1},\vec{r_2})$和$\Psi_{\beta\alpha}(\vec{r_1},\vec{r_2})$，對(1)式而言是有同樣的固有值，那就是說它們是簡併的，而簡併的固有函數的任何線型組合也應是同樣固有值的固有函數。而$\frac{1}{\sqrt{2}}$的因數是爲了函數的歸一化。如果我們用Ψ_S或Ψ_A來做爲這系統的波函數時，則或然率密度就不會由甲、乙兩粒子之交換有所改變，因此我們得知這兩者之一爲其波函數。

【同調】(Coherence)

聲波或輻射波的波源，其所發出一個或多個波束的截面內各點的波動，若均具有一定不變的“相位”關係，則此波爲同調，或具有相干性。干涉現象係由各波間一定的相位關係而產生的，故參與干涉各波須爲同調或具有相干性，方能顯現出干涉現象。例如，當一狹縫受一遙遠的小光源照射時，狹縫上各點的光大致具有相干性；因爲光源小和距離遠的情況下，狹縫各部幾乎同樣地受到光源中每一原子或分子的輻射。

近代雷射所生的光，具有極好的相干性。

【各向同性固體】(Isotropic solid)

如玻璃、銅、鐵等各方向之膨脹皆同，稱之爲各向同性固體。

【各向異性】(Anisotropy)

物理性質隨量度的方向而變化的特性，稱爲各向異性。例如某些單晶體的電阻，沿著晶體的某一特別方向比其他方向所測得的電阻值要高，這種晶體的電阻就是各向異性者，此外如彈性和磁化也有各向異性的性質。各向異性是一般物質的通性，而各向同性則爲特性。

【各向異性能】(Anisotropy energy)

一般而論，鐵磁物質的磁化強度隨方向的不同而改變，和這種磁化能有關的有三種交互作用，分別是(1)交換作用，(2)磁作用，(3)短程交互作用。各向異性能屬於第三種，這種作用來自電子自旋和軌道的耦合及四極矩的作用等。這種作用的能量密度，若爲立方晶體，可表成

$$E = K_0 + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \cdot \alpha_3^2 + \cdots\cdots$$

式中K_0、K_1、K_2分別爲零次、一次、二次的各向異性常數，α_1、α_2、α_3是磁化方向與晶體的坐標軸所成的方向餘弦。鐵立方晶體的三個坐標軸 [001]、[010]、[100] 是所謂的容易磁化的方向，鈷則爲 [111] 方向。當各向異性常數K_1的絕對值很大時，晶體的各個磁域的磁化不沿著磁場的方向，而沿著容易磁化的方向，隨磁場的加大迅即達到飽和狀態。鐵的各向異性常數在室溫時K_1爲 4.2×10^5 爾格／立方厘米，K_2爲 1.5×10^5 爾格／立方厘米。

【各態歷經假說】(Ergodic hypothesis)

謂在一固定容積中的n個原子或分子系統，此系的瞬時狀態能以$6n$維空間來表示，其中$3n$維是坐標，$3n$維是粒子的動量分量。

【向上壓力】(Upward pressure)

取兩端開口之玻璃圓筒，用絲繫薄金屬板之中心，將絲通過筒內，

提之則金屬板密著於筒底，以此入於液體中，雖弛絲而金屬板亦密著於筒底，不致墜落。然若從筒之上口入以液體，令筒內外之液面相齊，則金屬板落下，由是可知從下面壓金屬板之壓力，與從金屬板至液面之液柱之下壓力相等。此支持金屬板使不致墜落之力，謂之液體之向上壓力。

【向下壓力】(Downward pressure)

液體受重力作用而有重量，故恆有向容器底部下壓之向下壓力，其壓力無論容器之形狀如何，自液之表面向下同深之處，其值恆相等。

【向心力】(Centripetal force)

如要產生曲線運動，則合力之方向必須與速度之方向成一角度，以致加速度在速度之垂直方向有一分量而使運動之方向發生改變。在曲線運動中，這些向量間之關係如圖6－153所示。

從 $\vec{F}=m\vec{a}$ 之關係式，我們可以下結論說沿路徑切線方向之分力或切線力 (*tangential force*) 為

$$\vec{F}_T = m\vec{a}_T$$

或

$$\vec{F}_T = m\frac{d\vec{v}}{dt}$$

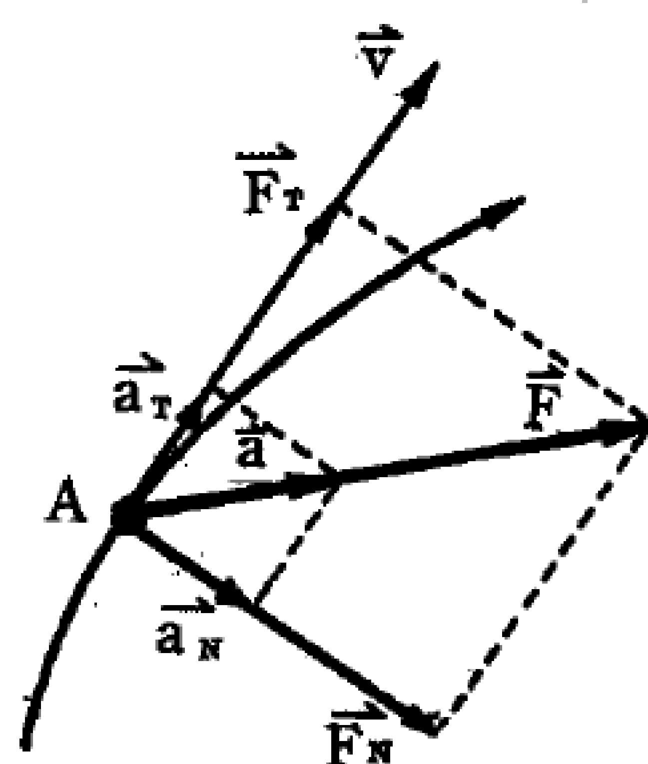


圖 6－153
在曲線運動中，力與加速度沿切線方向及法線方向之各分量的關係。

垂直於路徑方向之分力即向心力或法線力 (*normal force*) 為

$$\vec{F}_N = m\vec{a}_N \quad 或 \quad |\vec{F}_N| = \frac{mv^2}{R}$$

式中 $\vec{R}$ 為路徑之曲率半徑；向心力之方向恆指向軌跡之曲率中心。切線力之作用是改變速度之大小，而法線力之作用是改變速度之方向。如果切線力為0，則沒有切線加速度而為等速率運動；如果向心加速度為0，則沒有法線加速度而為直線運動。

在圓周運動之特殊情況中，$v=\omega R$，向心力仍為

$$\vec{F}_N = m\omega^2\vec{R}$$

在等速率圓周運動中唯一之力就是$\overrightarrow{F_N}$。

【向心加速度】(Centripetal acceleration)

當質點沿半徑 r 的圓形軌道運動時，使速度時時發生方向變化而得以沿該軌道行進的加速度，其值為$\omega^2 r$，ω 為角速度。

廣義地說，沿任何曲線路徑運動的物體之加速度的徑向(沿曲率半徑方向)分量，即為向心加速度，此時 r 為曲率半徑，ω 為對於曲率中心(稱為瞬時轉動中心)的角速度。加速度方向指向曲率中心。向心力作用於物體所產生之加速度，此加速度改變物體運動之方向與曲率半徑(*radius of curvature*)，但對物體不改變速率。其方向恆指向曲率中心(*center of curvature*)。其大小為 $a=\frac{v^2}{\rho}$，v 為物體運動之速率，ρ 為曲率半徑。

【註】速率，在物理量上是一種純量(*scalar*)，只有大小無方向。速度，在物理量上是一種向量(*vector*)，有大小有方向。

【向徑】(Radius vector)

又稱動徑或稱輻、矢徑。

1. 設一點或一物體沿某線而運動，則此點與一定點(原點)間之距離稱為向徑。

2. 圓錐曲線上任一點與焦點之距離稱為該點之動徑或焦點半徑。

【向量】(Vector)

位移、速度、力等物理量的描述需要指明其大小及方向，這種量稱為向量。

選定一直角坐標系，則各向量的方向，可藉向量與各坐標軸的夾角而說明。以 $|A|$ 表示向量$\overrightarrow{A}$的大小，α_i 為($i=1,2,3$)$\overrightarrow{A}$與x_i軸的夾角，則 $A_i=|A|\cos\alpha_i$ 稱為$\overrightarrow{A}$在 x_i 方向的分量。用 $\overrightarrow{u_i}$ 表示 $+x_i$ 方向的單位向量，則一般的向量可寫做

$$\overrightarrow{A}=A_1\overrightarrow{u_1}+A_2\overrightarrow{u_2}+A_3\overrightarrow{u_3}$$

在不同坐標系中，分量之值亦不同，依下述方式變換

$$A'_i = \sum_{j=1}^{3} C_{ij} A_j \qquad i = 1, 2, 3$$

式中C_{ij}爲x'_i軸與x_j軸之夾角的餘弦。

比較廣泛而精密的定義是：若一量可分成三個分量（A_1，A_2，A_3），而各分量在不同坐標系中之值依上式而變換者，則此量爲向量。

計算上常用行矩陣或列矩陣表示向量，以其分量爲矩陣中的元素。如以列矩陣表示，則上述變換式可寫成矩陣方程式

$$\vec{A'} = R\vec{A}$$

R即爲以各方向餘弦爲元素的3×3矩陣。亦即可用$\vec{A'} = R\vec{A}$表示變換的量$\vec{A}$稱爲向量。這種觀念可推廣至n維空間（$n > 3$）。

【向量力學】（Vector mechanies）

利用向量之性質，來分析、解釋物理系統內之速度、加速度、力、功等現象之力學。如牛頓力學、應用力學，皆可稱之。

【向量位】（Vector potential）

由馬克士威方程式（*Maxwell's equation*）$\nabla \cdot \vec{B} = 0$，磁場$\vec{B}$永遠可以由一個向量函數$\vec{A}$的旋度（*curl*）來表示：

$$\vec{B}(\vec{r}) = \nabla \times \vec{A}(\vec{r})$$

$A(\vec{r})$和靜電學中之純量位ϕ類似，$A(\vec{r})$即被稱爲向量位。

如果電流I通過一導體，體積爲V，電流密度$\vec{J}$，則

$$\vec{B}(\vec{r}) = \nabla \times \left[\frac{1}{c} \int_V \frac{\vec{J}(\vec{r'})}{|\vec{r} - \vec{r'}|} dv' \right]$$

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{1}{c} \int_V \frac{\vec{J}(\vec{r'})}{|\vec{r} - \vec{r'}|} dv'$$

螺管線所生的向量場（如磁感應$\vec{B}$），其散度在任何處均爲零，即

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

因此，$\vec{B}$可以寫成向量函數的旋度　$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$

正如在靜電場中，電場強度可以純量位ϕ表示一樣

$$\vec{E}=-\nabla\phi$$

我們稱$\vec{A}$爲向量位。

電流密度$\vec{J}$所生的向量位爲　$\vec{A}=\mu\int_V\vec{J}\frac{1}{r}dv$

式中r是觀察點至體積基素dv的距離。對於封閉的線性電流廻路，這又可寫爲

$$\vec{A}=\mu\vec{I}\int\frac{1}{r}d\vec{l}$$

由此可推得磁場強度爲

$$\begin{aligned}\vec{H}&=\vec{B}/\mu=\nabla\times\vec{A}/\mu\\&=I\int\nabla\left(\frac{1}{r}\right)\times d\vec{l}\\&=I\int\frac{d\vec{l}\times\vec{r}}{r^3}\end{aligned}$$

此結果常寫爲微分形式　$d\vec{H}=\vec{I}\frac{d\vec{l}\times\vec{r}}{r^3}$

這就是著名的安培定律（*Ampere's law*），或畢奧、沙伐定律。

向量位是位置及時間的函數所形成的空間向量，表之爲$\vec{A}(r,t)$，它與純量位連合可以表示一特定的電磁場。非導電介質中，$\vec{A}$滿足以下的關係式

$$\nabla^2\vec{A}-\frac{\mu\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2}=-\frac{4\pi}{c}\vec{J}$$

μ及ε爲介質的介電數及導磁率。

在高斯單位中，電磁場間關係如下：

$$\vec{B}=\nabla\times\vec{A}$$

$$\vec{E}=-\nabla\phi-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$$

【向量和】（Vector sum）

兩個或兩個以上向量之相加，謂之向量和。今以兩向量之和爲例：

1.當二向量同在一直線上，且其方向相同時，其向量和之大小爲

二向量大小之代數和，且其向量與原二向量相同（如圖6—154）。

2. 當二向量在同一直線上，但方向相異時，其向量和之大小爲原二向量大小之代數差，其方向與絕對值量較大者同向（如圖6—155）。

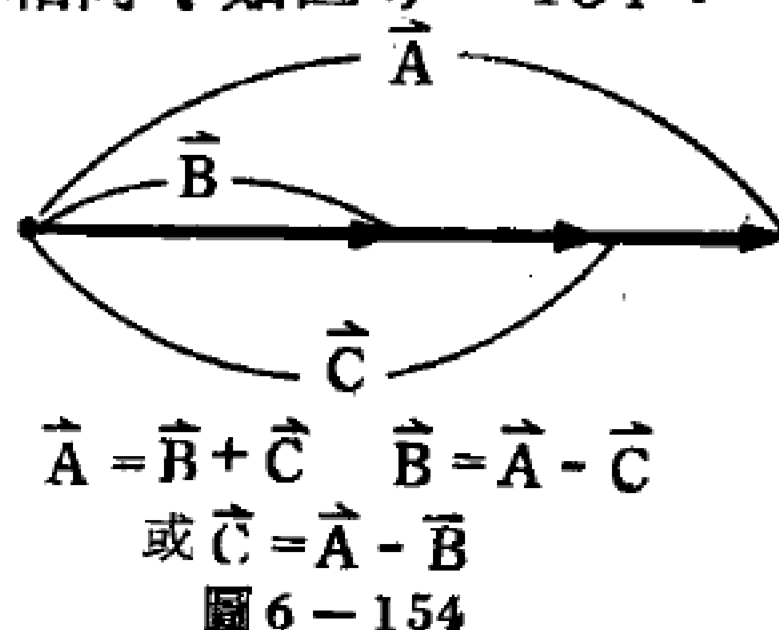
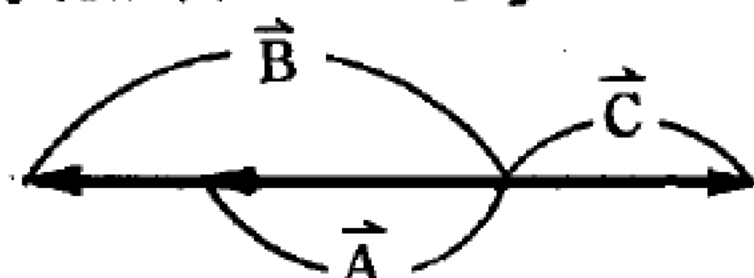


圖6—154

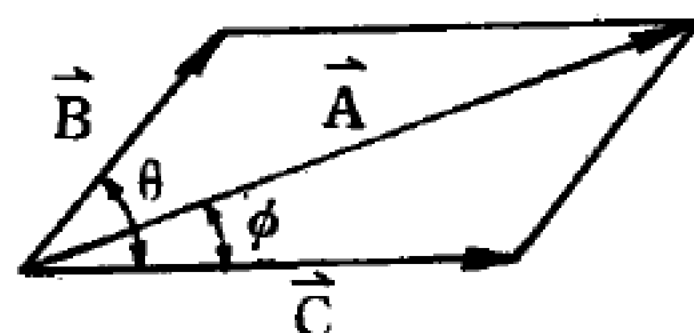


$\vec{A}=\vec{B}+\vec{C}$　$\vec{B}=\vec{A}-\vec{C}$

或 $\vec{C}=\vec{A}-\vec{B}$

圖6—155

3. 當二向量同在一平面上，但不在同一直線上時，向量和之大小可由餘弦公式求得，方向亦可由三角函數求得（如圖6—156）。



$\vec{A}=\vec{B}+\vec{C}$　$\vec{B}=\vec{A}-\vec{C}$

或 $\vec{C}=\vec{A}-\vec{B}$

$A^2=B^2+C^2+2BC\cos\theta$

$\tan\phi=\dfrac{B\sin\theta}{C+B\cos\theta}$

圖6—156

【向量差】（Vector difference）

即向量和的逆轉。

參閱“向量和（*Vector sum*）”條。

【向量場】（Vector field）

一個“場”是任意一個物理量，它在空間不同的地方有不同的數值，有時此值甚至隨時間而變化。若此物理量爲一純量，它便是一個“純量場”，若此物理量具有方向性，它便是一個“向量場”，譬如流體的速度場便是一例，空間任意一點及任意時間的速度以數學形式表示出來便是$\vec{V}(x, y, z, t)$。

關於向量場有兩個很重要的觀念：

1. 通量（*flux*）——即向外淨流量；是該場向量的向外垂直分量的平均值乘以那個封閉面的面積。

2. 環流量（*circulation*）——是向量沿封閉曲線的平均切線分量與曲線周界長的乘積。

利用此二觀念可描述所有向量場內的現象。

【向量場之通量】(Flux of vector field)

假設有一表面S被放在一向量場(*vector field*)$\vec{V}$的區域內(圖6—157)。將此面分割爲面積非常小的(或爲無限小的)面dS_1, dS_2, dS_3……。自每個小面積上一點，我們可以繪出一單位向量$\vec{u_1}$，$\vec{u_2}$，$\vec{u_3}$……，使它們各與那些相應的小面積垂直。當以右手四指所指的方向，

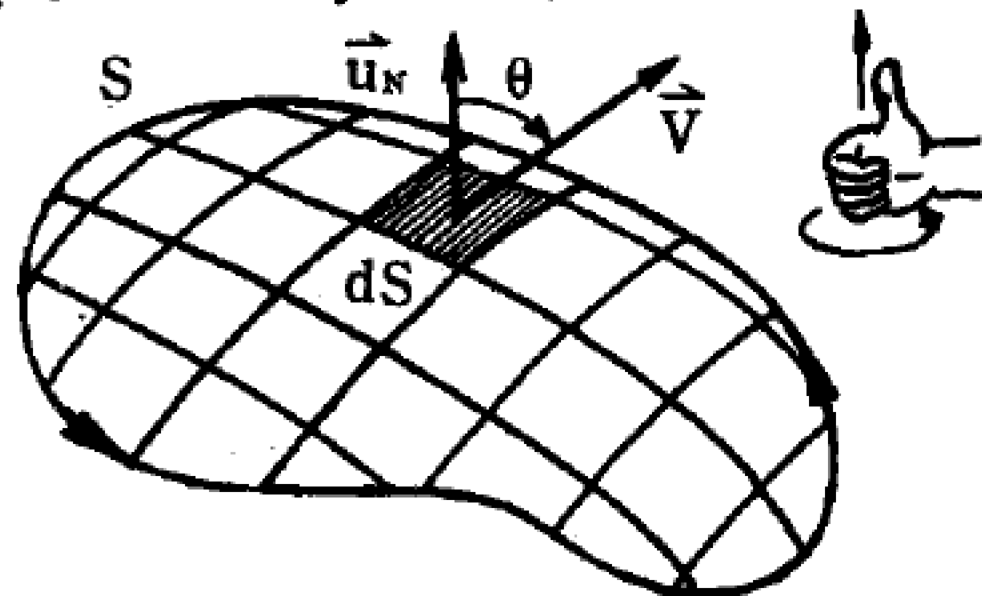


圖6—157
一向量場穿越一表面的通過量

代表面邊緣圍繞的方向時，則大拇指所指的方向即爲這些單位向量的方向。假若面爲一封閉者，向量$\vec{u}_N$就指向朝外的方向。令θ_1，θ_2，θ_3…爲垂直向量$\vec{u_1}$，$\vec{u_2}$，$\vec{u_3}$…與面上各點的場向量$\vec{V_1}$，$\vec{V_2}$，$\vec{V_3}$…之間的夾角。於是，穿越表面S的向量場$\vec{V}$之通量(*flux*)就定爲

$$\vec{V}\text{的通量} = V_1 dS_1 \cos\theta_1 + V_2 dS_2 \cos\theta_2 + V_3 dS_3 \cos\theta_3 + \cdots\cdots$$
$$= \vec{V_1}\cdot\vec{u_1}dS_1 + \vec{V_2}\cdot\vec{u_2}dS_2 + \vec{V_3}\cdot\vec{u_3}dS_3 + \cdots\cdots$$

或以Φ表示通量時

$$\Phi = \int_S V\cos\theta\, dS = \int_S \vec{V}\cdot\vec{u}_N dS \qquad (1)$$

式中積分係對全面積而積分，在積分符號下以S註明。因爲(1)式中有一$\cos\theta$因子，所以穿越面積基素dS的通量，可以爲正，亦可爲負，視θ小於抑或大於$\pi/2$而定。假如場$\vec{V}$與面積基素dS相切或平行，則夾角θ等於$\pi/2$，故$\cos\theta=0$，使穿越dS的通量爲零。總通量Φ亦可以爲正、負或零。當Φ爲正時，通量由表面"穿出"，Φ爲負時，通量就"穿入"表面。如果表面爲封閉者(如一球體的表面)，可在積分符號上加一圓圈，因此，(1)式變爲

$$\Phi = \oint_S V\cos\theta dS = \oint_S \vec{V}\cdot\vec{u}_N dS$$

【向量圖】(Vector diagram)

將交流電路中的電壓與電流用向量來表示，從而用圖解計算電壓與

電流的方法。這個方法所根據的事實是：任何一個按正弦規律變化的量都可以由某一向量在一定方向上的投影來表示，此向量繞著原點旋轉，其速度等於被表示的交變量的振盪角頻率。因此，任一個按正弦規律變化的交流電壓（或交流電流）都可以利用向量來表示（向量旋轉的角速度等於所表示電流的角頻率）。

【向量積】（Vector product）

1. 純量積（*scalar product*）———純量 a 乘一向量 $\vec{A}$ 所得之向量爲 $\vec{A}$ 之 a 倍，寫爲 $a\vec{A}$。

2. 點積（*dot product*）——$\vec{A}\cdot\vec{B}=AB\cos\theta$。

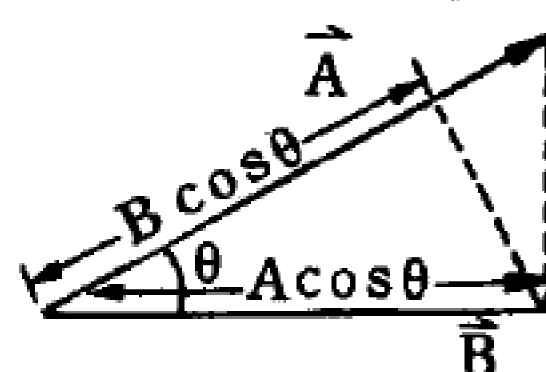


圖 6—158

3. 叉乘積（*cross product*）——由"右手定則"得 $\vec{c}$ 之方向，若握右手使手指沿轉 $\vec{a}$ 至 $\vec{b}$ 而彎曲，伸出拇指卽指 $\vec{c}$ 的方向。$\vec{c}$ 之大小 $c=ab\sin\phi$，ϕ 爲 $\vec{a}$，$\vec{b}$ 間之夾角。

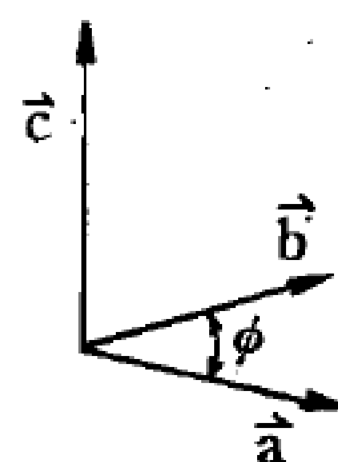


圖 6—159
$\vec{c}=\vec{a}\times\vec{b}$

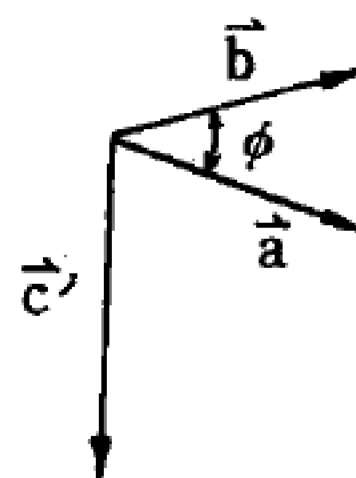


圖 6—160
$\vec{c}'=\vec{b}\times\vec{a}$

【向量積分之定理】（Theorems of vector integration）

在各種的向量積分之間，存在著一些關係。這些關係在物理的應用上，非常重要。下面我們要把這些定理簡單地敘述一下，並給它們一個不太謹嚴的證明（我們不去考慮導數的存在與否以及積分之收斂與否）。

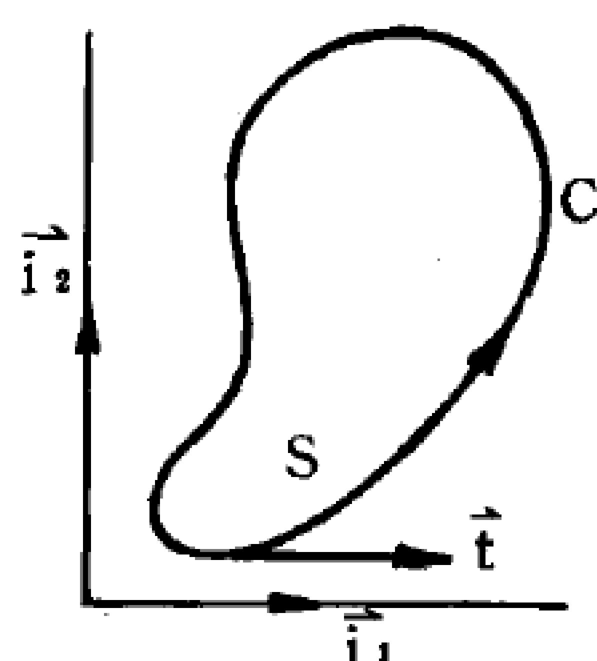


圖 6—161
格林定理中積分的途徑

1. 格林定理（*Green's theorem*）——在平面上，如 S 是一個區域，其周圍被一條封閉的曲線 C 環繞著。若 $\vec{A}$ 是一個向量函數，$\vec{n}$ 是垂直於這個平面的單位向量，$\vec{t}$ 是在曲線 C 上的切線方向的單位向量（如圖 6—161 所示）。則

$$\int_S \vec{n}\cdot[\vec{\nabla}\times\vec{A}(\vec{x})]\,dS=\int_S \vec{A}\cdot\vec{t}\,ds \qquad (1)$$

我們如取這個平面爲書本的平面，且$\vec{n}$向量的指向朝上，則C的方向必是逆時針方向（依照右手定則）。這也就是環線積分的方向。

我們先考慮一個區域，使x_1=常數的線交其邊界最多爲兩點，如圖6－162所示。我們可以將dS拆爲dx_1dx_2，而先對x_2積分。以x_2'及x_2''分別爲其上下限。（x_2'和x_2''都是x_1的函數；其函數的形式由周界的曲線C而定。）如$A_1(x)$爲A對i_1的分量，則：

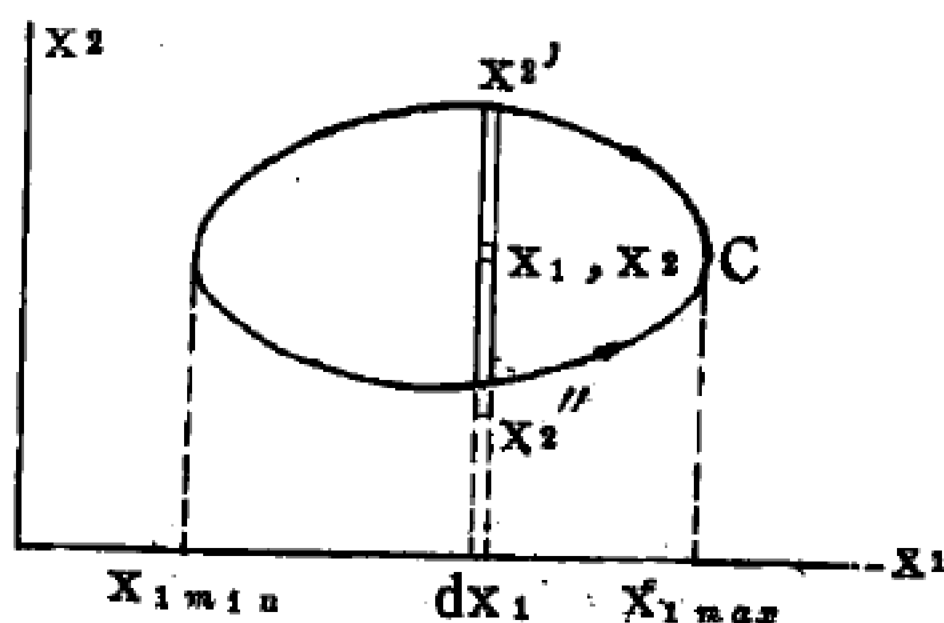


圖6－162　格林定理的證明

$$\int_S \frac{\partial A_1}{\partial x_2}\,dS=\int_{x_{1min}}^{x_{1max}}dx_1\int_{x_2''(x_1)}^{x_2'(x_1)}dx_2\frac{\partial A_1}{\partial x_2}$$

$$=\int_{x_{1min}}^{x_{1max}}dx_1\,[A(x_1,x_2)]_{x_2''(x_1)}^{x_2'(x_1)}$$

$$=\int_{x_{1min}}^{x_{1max}}dx_1\,[A(x_1,x_2')-A(x_1,x_2'')]$$

$$=-\int_{x_{1max}}^{x_{1min}}dx_1\,A(x_1,x_2')-\int_{x_{1min}}^{x_{1max}}dx_1A(x_1,x_2'')$$

$$=-\int_C A_1\,dx_1 \qquad (2)$$

若S的形狀爲彎曲的，如圖6－163所示，則我們可以將之分爲兩部分（或更多部分，視需要而定）。每一部分，x_1＝常數之線交其邊界至多兩點，因此，對S_1和S_2，（2）式皆成立，而$S=S_1+S_2$；$\int_{C_1}\cdots\cdots dx_1+\int_{C_2}\cdots\cdots dx_1=\int_C\cdots\cdots dx$，（中間重疊的部分互相抵銷）因此，（2）式是經常對的。用相似的步驟，我們也

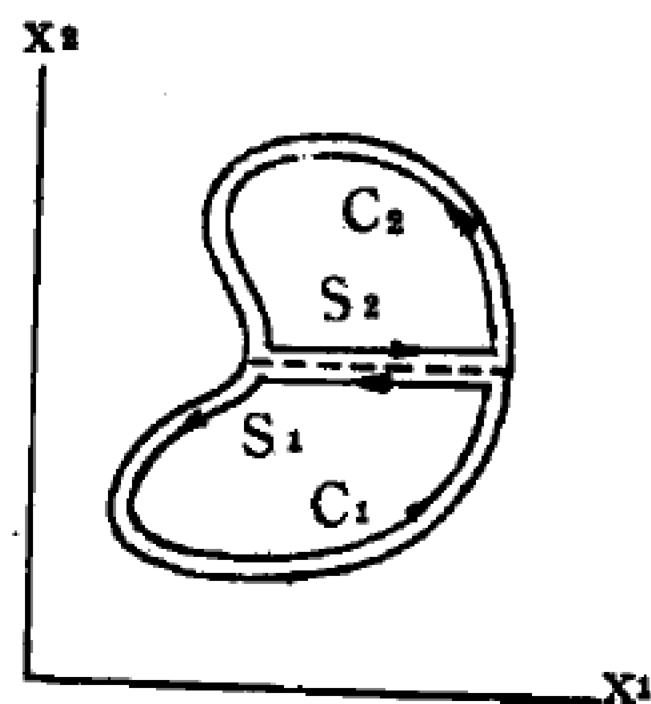


圖6－163
格林定理中的另一種積分途徑

可以證明：

$$\int_S \frac{\partial \vec{A}_2}{\partial x_1}\, dS = \int_C \vec{A}_2\, dx_2 \qquad (3)$$

因此

$$\int_S \left(\frac{\partial \vec{A}_1}{\partial x_2} - \frac{\partial \vec{A}_2}{\partial x_1} \right) dS$$

$$= -\int_C (\vec{A}_1 dx_1 + \vec{A}_2 dx_2) \qquad (4)$$

這也就是（1）式的化簡式。

2. 高斯定理（*Gauss' theorem*）或稱散度定理（*divergence theorem*）

$$\int_V \nabla \cdot \vec{A} d\tau = \int_S \vec{A} \cdot \vec{n}\, dS \qquad (5)$$

V 爲 3 維空間內的一個封閉區域，爲曲面 S 所包住。$\vec{n}$ 爲 S 曲面的單位法線向量（垂直於 S 面）其指向向外（S 爲一封閉的曲面，故有內外可言）。

我們先假定 V 的形式，是任何和 $\vec{i}_3$ 平行的直線，交 S 面至多兩點。如其不然，我們可以依照證明格林定理的辦法，將 V 分成數部分去處理（請讀者自己去推廣）。

如圖 6－164 所示，我們先對 x_3 來積分，而使 $x_3'(x_1, x_2)$ 及 $x_3''(x_1, x_2)$ 分別爲其上下限。$x_3'(x_1, x_2)$ 及 $x_3''(x_1, x_2)$ 都是 x_1 和 x_2 的函數；x_3' 及 x_3'' 分別描出的曲面，把 S 面分開爲上下兩部分，我們分別稱它們爲 S' 和 S''，中間以曲線 C' 分開。S' 以及 S'' 曲面在 x_1x_2 平面上的投影都是 T，我們可以先考慮積分 $\int_V \frac{\partial \vec{A}_3}{\partial x_3} d\tau$：

$$\int_V \frac{\partial A_3}{\partial x_3} d\tau = \iint_T dx_1 dx_2 \int_{x_3''}^{x_3'} \frac{\partial A_3}{\partial x_3} dx_3$$

$$=\iint_T dx_1 dx_2 [A_3(x_1,x_2,x_3)]_{x_3''}^{x_3'}$$

$$=\iint_T dx_1 dx_2 [A_3(x_1,x_2,x_3')] - A_3(x_1,x_2,x_3'') \qquad (6)$$

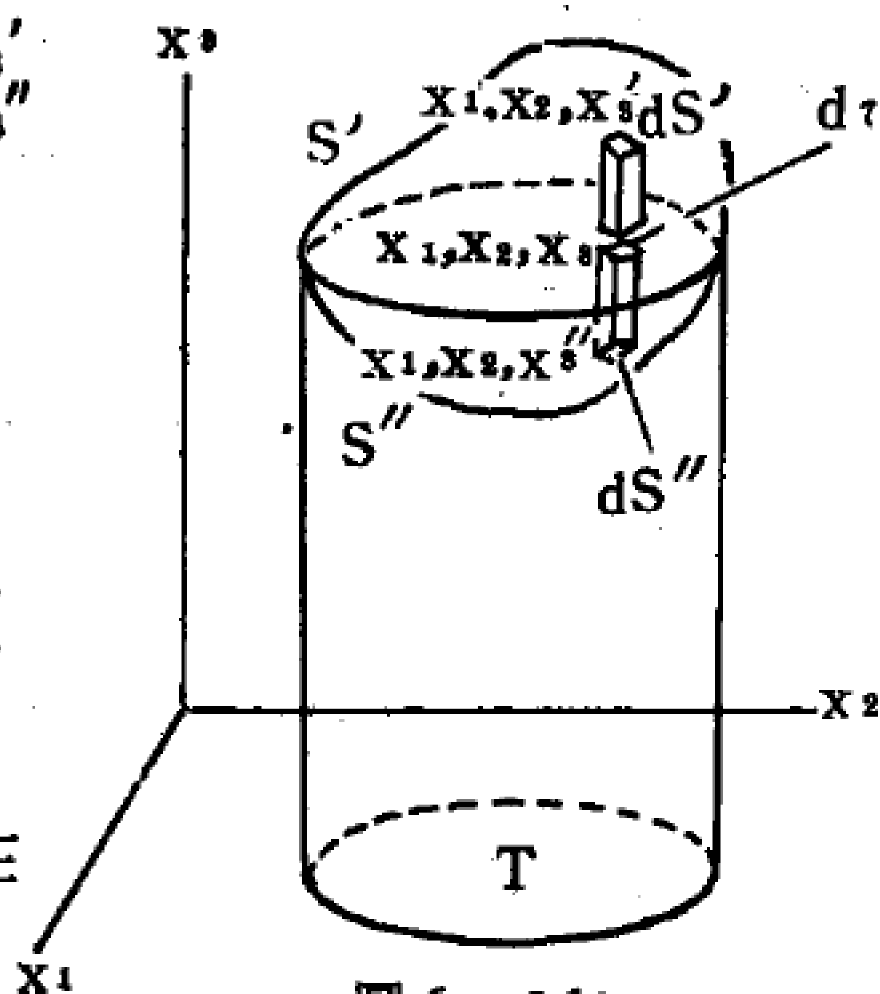


圖 6－164

高斯定理的證明

令 $\vec{n}'$ 爲在 (x_1,x_2,x_3') 點的單位法線向量，$\vec{n}''$ 爲在 (x_1,x_2,x_3'') 點的單位法線向量（其指向都是向外的）。同時，令以 dx_1dx_2 爲底的柱體在 S' 面上所截的面積爲 dS'，在 S'' 面上所截的面積爲 dS''，

則

$$dx_1dx_2 = n_3' dS' = -n_3'' dS'' \qquad (7)$$

n_3'，n_3'' 分別爲 $\vec{n}'$ 和 $\vec{n}''$ 的第三分量，因此

$$\int_V \frac{\partial \vec{A}_3}{\partial x_3} d\tau = \int_{S'} A_3(x_1, x_2, x_3') n_3' dS' + \int_{S''} A_3(x_1,x_2,x_3'') n_3'' dS'' = \int_S \vec{A}_3 n_3 dS \qquad (8)$$

我們可以將 V 推廣到任何形狀而證明（8）式都是對的。用相似的步驟，我們可得：

$$\left.\begin{aligned} \int_V \frac{\partial A_2}{\partial x_2} d\tau &= \int_S A_2 n_2 dS \\ \int_V \frac{\partial A_1}{\partial x_1} d\tau &= \int_S A_1 n_1 dS \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

因此

$$\int_V \left(\frac{\partial A_1}{\partial x_1} + \frac{\partial A_2}{\partial x_2} + \frac{\partial A_3}{\partial x_3}\right) d\tau = \int_S (A_1 n_1 + A_2 n_2 + A_3 n_3) dS \qquad (10)$$

這就是（5）式的化簡式。

3. 司托克定理（*Stoke's theorem*）

$$\int_S \vec{n} \cdot (\nabla \times \vec{A})\, dS = \int_C \vec{A} \cdot \vec{t}\, ds \qquad (11)$$

S是在曲線上面的一個區域，其邊界就是封閉的曲線C。$\vec{n}$是S上的單位法線向量，其指向爲S面正方向（由C的方向而定）。$\vec{t}$爲C上面的單位切線向量，其指向爲C正的方向。

我們先看一個特殊的情形，即所有與$\vec{i}_3$平行的線交S面至多一點，並且S面上所有的法線$\vec{n}$的第三分量n_3都是正的（如圖6—165）。在這種情形下，S曲面可用單值的方程式：

$$x_3 = g(x_1, x_2) \qquad (12)$$

來表示。我們先考慮這個積分：

$$\int_S \left(n_2 \frac{\partial A_1}{\partial x_3} - n_3 \frac{\partial A_1}{\partial x_2} \right) dS \qquad (13)$$

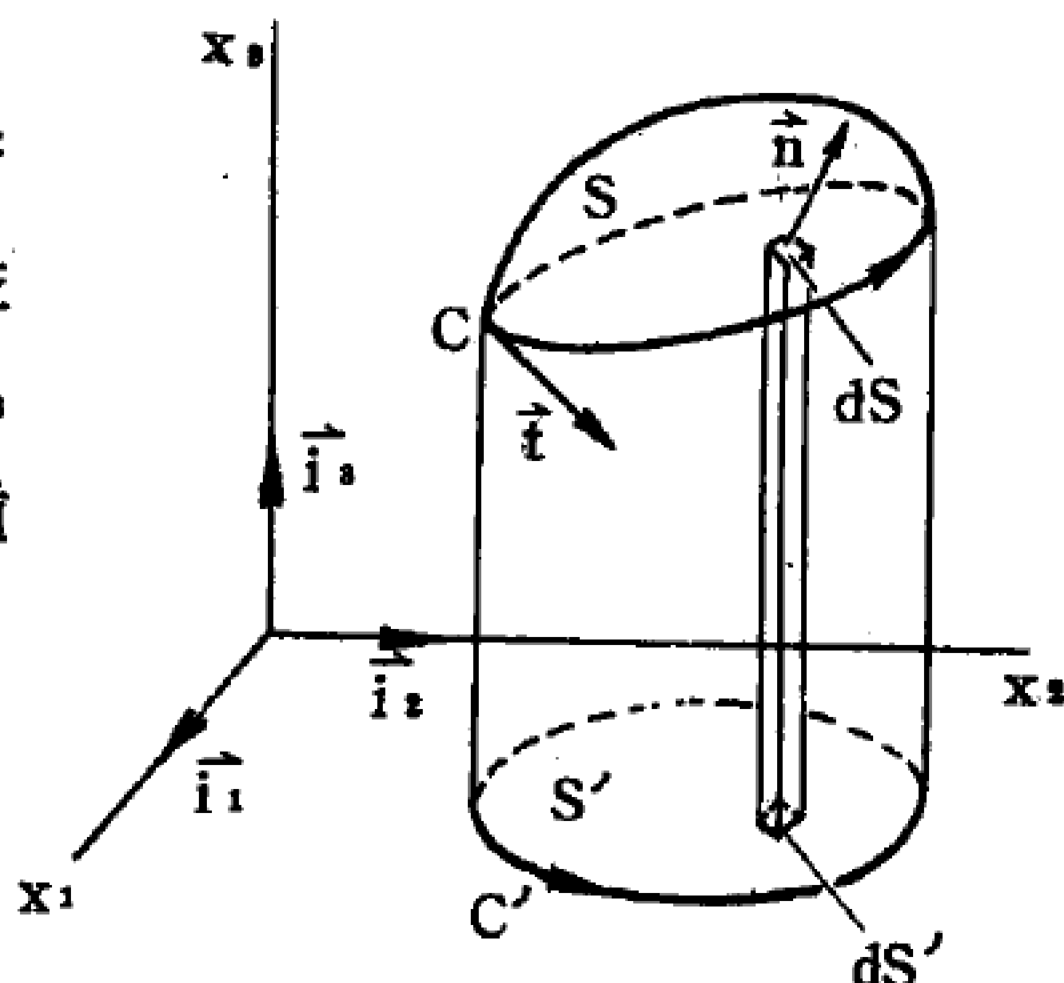


圖6—165　司托克定理的證明

在S面上，我們可以將（12）式的x_3值代入$A_1(x_1, x_2, x_3)$內的x_3變數，而把所得到結果稱做$a(x_1, x_2)$：

$$A_1[x_1, x_2, g(x_1, x_2)] = a(x_1, x_2) \qquad (14)$$

所以

$$\frac{\partial a(x_1, x_2)}{\partial x_2} = \frac{\partial A_1}{\partial x_2} + \frac{\partial A_1}{\partial x_3} \frac{\partial g}{\partial x_2} \qquad (15)$$

因此，（13）式成爲 $\int_S \left(n_2 \frac{\partial A_1}{\partial x_3} - n_3 \frac{\partial A_1}{\partial x_2} \right) dS$

$$= -\int_S n_3 \frac{\partial a(x_1, x_2)}{\partial x_2} dS + \int_S \vec{n} \cdot \left[\vec{i}_2 + \vec{i}_3 \frac{\partial g}{\partial x_2} \right] \frac{\partial \overrightarrow{A_1}}{\partial x_3} dS \qquad (16)$$

因爲$n_3 dS$爲dS面積對x_1x_2平面上的投影dS'，且a是x_1和x_2的函數，所以（16）式的第一項積分可以應用格林定理中的證明（2）式（對S'和C'而言）

$$-\int_{S'} \frac{\partial a(x_1, x_2)}{\partial x_2} n_3 dS = \int_{C'} a(x_1, x_2) dx_1$$

$$= \int_{C'} A_1[x_1, x_2, x_3(x_1, x_2)] dx_1 = \int_{C'} A_1(x_1, x_2, x_3) dx_1 \qquad (17)$$

至於在（ 16 ）式內的第二個積分，由於在S面上：

$$\frac{\partial \vec{x}}{\partial x_2}=\frac{\partial[x_1\vec{i_1}+x_2\vec{i_2}+\vec{i_3}x_3(x_1,x_2)]}{\partial x_2}=\vec{i_2}+\frac{\partial g}{\partial x_2}\vec{i_3} \quad (18)$$

而在S面上，$\frac{\partial \vec{x}}{\partial x_2}$這個向量一定是沿著切線方向的〔切於$S$面與邊過此點（ x_1＝常數）的平面的相交曲線上〕。因此，它一定垂直於法線：

$$\vec{n}\cdot(\vec{i_2}+\frac{\partial x_3}{\partial x_2}\vec{i_3})=0$$

因此 $$\int_S[n_2\frac{\partial A_1}{\partial x_3}-n_3\frac{\partial A_1}{\partial x_2}]dS=\int_C A_1(x_1,x_2,x_3)dx_1 \quad (19)$$

現在讓我們開放一下最初的條件。如果S'面交所有平行於$\vec{i_3}$的線至多一點，可是n_3是負的話，（ 19 ）式還是成立，上面的證明還是可以照用，只是C的指向和上面相反。如果S面的一部分交平行於$\vec{i_3}$的線於兩點，或兩點以上的話，則好像以前一樣，我們可以分S面為好幾部分，對每一部分，（ 19 ）式都成立。故對整個面來說，（ 19 ）式還是成立的。用相似的方法，也可以證明：

$$\left.\begin{aligned}\int_S[n_3\frac{\partial \vec{A_2}}{\partial x_1}-n_1\frac{\partial \vec{A_2}}{\partial x_3}]dS=\int_C\vec{A_2}(x_1,x_2,x_3)dx_2\\ \int_S[n_1\frac{\partial \vec{A_3}}{\partial x_2}-n_2\frac{\partial \vec{A_3}}{\partial x_1}]dS=\int_C\vec{A_3}(x_1,x_2,x_3)dx_3\end{aligned}\right\}\quad (20)$$

相加起來得：

$$\int_S[n_1(\frac{\partial A_3}{\partial x_2}-\frac{\partial A_2}{\partial x_3})+n_2(\frac{\partial A_1}{\partial x_3}-\frac{\partial A_3}{\partial x_1})+n_3(\frac{\partial A_2}{\partial x_1}-\frac{\partial A_1}{\partial x_2})]dS$$

$$=\int_C(A_1dx_1+A_2dx_2+A_3dx_3) \quad (21)$$

這就是（ 19 ）式的化簡式。

【后髮星座】（ Coma Berenices ）

在御夫星座（ *Auriga* ）裏可以見到有許多小星團和星雲點綴著。還有一個明亮的地方不可不看，那就是后髮星座〔原名柏勒奈斯之髮（

拉丁：*Coma Berenices*）〕，關於這星座，有一個故事。柏勒奈斯是埃及的王后，有一次在國王出征未回的時候，她曾許下了願，如果國王能凱旋歸來，她就把她的頭髮獻給神。後來國王果然打了勝仗，那王后的頭髮也就被剪下供在神廟裏，但是就在獻去的第二天，這頭髮竟不見了。這件事眞使國王覺得萬分懊喪，那時就有一個聰明的臣屬指著天上羣星羅列的一角安慰他，說這就是失去的后髮，因爲這頭髮的美麗感動了神，已經被神攜去置在天界裏了。

【合力】（Resultant of force）

凡二力或數力作用於同一點所合成的力，可用一單力代表之，叫做合力。其力之合成與向量和之方法相同。

【合成偏壓】（Resultant bias）

合成偏壓係固定偏壓（*fixed bias*）和柵漏偏壓（*grid leak bias*）的合成，爲發射機中最常用的一種偏壓。固定偏壓可使電子管在沒有信號輸入時，保持電流至最低値甚或截止。但當強信號輸入，使柵極爲正時，柵漏偏壓立刻產生，能使輸出振幅穩定，所以合成偏壓兼有保護眞空管和穩定輸出的功用（如圖 6—166）。

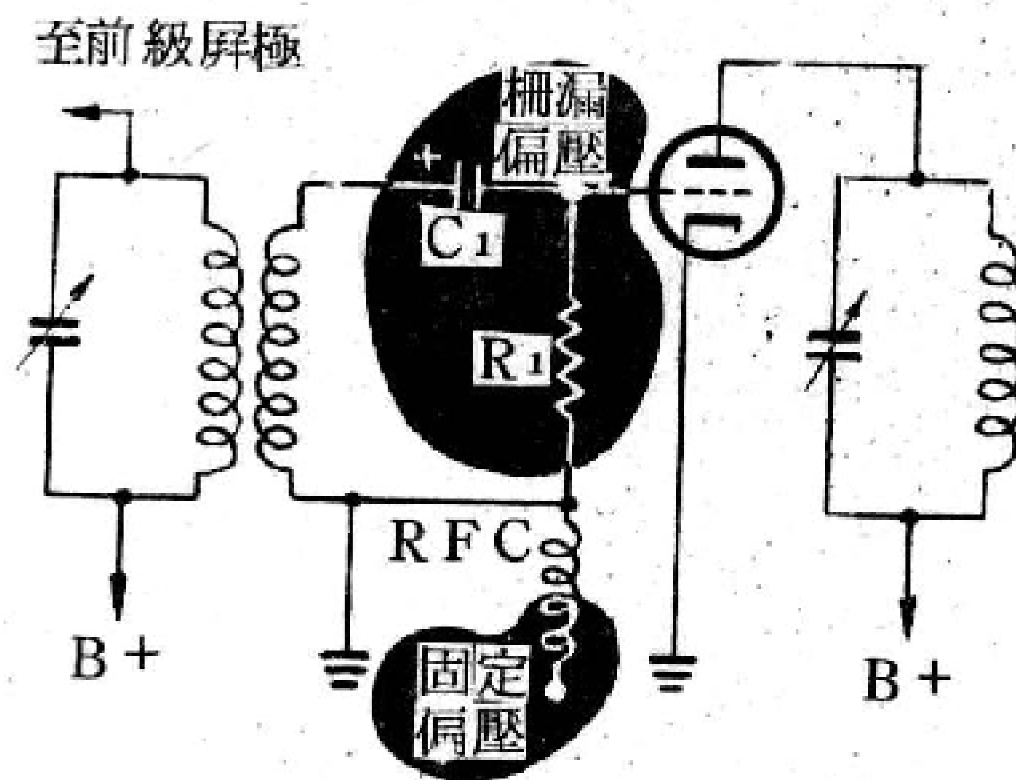


圖 6—166 合成偏壓

【合作現象】（Cooperative phenomena）

在物理界之中，有許多規則與不規則的轉換，例如液態變固態，以及鐵磁性、超導現象等，都有一個明確的轉變溫度 T_c，當溫度逐漸降低至 T_c 時，物質立即由不規則變爲規則的狀態，合作現象便是這種轉變的主因。

所謂合作現象，就是在某一溫度時（即T_c），因爲溫度甚低，有些粒子排列呈現規則狀態，臨近的粒子受到影響，也隨著規則的排列，直至整個物質都呈規則狀態。例如鐵磁性物體中，有些原子的自旋同向，由於庖立不相容原理，產生一等效磁場，這磁場與磁雙極所產生的眞正磁場不同，等效磁場使臨近原子的自旋與之同向，此效應擴大到整個晶體時，結果使晶體即使在無外加磁場的情況下也會有磁矩。至於超導體的形成，則是電子間交換效應的合作現象的結果。

【合金】（Alloy）

所謂合金即是兩種或兩種以上的元素，所組成的金屬性或類似金屬性的物質。但組成元素中，至少有一種是金屬。譬如*AI*合金中即以銦（*In*）、鈀（*Pd*）及白金（*Pt*）爲其主要構成金屬。若金屬間的親和力較強則融合時形成"固體溶液"。若金屬間的親和力較弱，則各金屬相互混合，而形成不均勻的混合物，故其組成成分可以變動（這與化合物不同）。合金的微觀結構及其性質不只與組成成分有關，且與製造時熱處理及機械處理的過程有關，故極爲複雜。由物理觀點而論，合金的形成稍微破壞原來晶格結構的對稱性。實際上，合金理論極爲複雜，長久以來一直是各種科學的研究對象，諸如熱力學、冶金學、材料學及固態物理學等，目前這方面的理論尙在繼續發展之中。研究合金結構的先驅者是瑞典的韋斯格林（*Arne F. Westgren*），其後由在曼徹斯特的布萊德雷（*Albert J. Bradley*）與他的學生繼續發展，大部分的工作是在1925與1935年之間做成的。因爲材料是微晶體的形式，必須使用粉末攝影術（*powder photography*），這個方法在布萊德雷的手中達到最完美的境界，至今也幾乎無人可與比擬。合金所包括的背景非常廣泛，在此只能給予最簡單的結論。

合金結構的決定提供了合金化學理論得以發展的基礎，兩種金屬以不同成分結合時，它們形成一系列的"金相"（*phase*），這些化合

物是“非道爾頓”（*non-Daltonian*）的化合物，就是說它們不是以各元素的簡單整數比組合的，相反地，每一種合金的組合數目都存在於某種範圍之內。羅色列（*William Hume-Rothery*）首先指出，在許多不同組成的二元系（*binary system*）中，凡具有非常相近物理性質的金相，其自由電子與組成或原子的比例必有相同的趨勢。結構的決定顯示出，這類金相的原子排列情況很相近，但有些奇特的性質。它們基本的相同處在於原子所佔的位置，而不在於究竟那一種原子分佈在這些位置上，很顯然地，原子與原子間的關係比較次要，原子的位置才是最重要的。隨後，理論物理學家以布里元區（*Brillouin zone*）的說法解釋這個性質，將自由電子看成“駐波”（*standing wave*），如果電子所具有的最短波長，都嫌太長以致不能被最顯著的反射面反射，整個物系（*system*）具有較低的能量。在穩定的金相時，原子採取一種排列情況，能夠產生合於低能量要求的強反射面。概略地說，合金不是兩種金屬的化合物，而是所有金屬原子，或者是所有電子的化合物。也許可以不太過分的宣稱，由於*X*光決定出合金的結構，第一次導出了金屬化學（*metal chemistry*）中合理的理論。

各種平衡的物系（或由成分的變化而產生的各種“金相”），早先已經從研究經過打光與刻蝕的樣品推論出了，但可以更直接地由*X*光晶體透析法得到。各種“金相”可以由粉末式照相辨認出來，而“金相”的成分，在經過初步的實驗後，只要注意“單元晶胞”的那些間隔在一定範圍中變動，就可以被判定。幾乎不能以金屬結構學（*metallography*）的方法處理的“三元系”（*ternary system*）甚至“四元系”（*quaternary system*）也可以由*X*光的方法解決。

在“有序-無序”物系（*order-disorder system*）中可以找到*X*光令人發生興趣的應用，一個這種物系的例子是銅與金的合金Cu_3Au，瑞典的包瑞利爾（*Gudmund Borelius*）首先開始這項研究。高溫時

，這種合金的"面心立方晶格"（*face-centered-cubic lattice*）上的每一點可以任意地被銅或金原子佔據，但低溫時，經過緩慢的冷卻過程，金原子分凝（*segregate*）到正方體的"角"上去，留下"面心點"的位置給銅原子，分凝的進行，可以由粉末式照相上現出對應較大間隔的新線看出，"分凝隨溫度的變化"提出了有趣的熱力學上有關"第二階相變化"（*second order phase change*）的問題，*X*光的工作激發了研究其他物系裏對應於這一現象的興趣。

布萊德雷集中力量研究的另外一個現象是"金相"之分裂成爲成分稍有不同的區域，這些區域卻仍合在一起，具有連續的"晶格"，這一種的分凝造成強烈的"內應變"（*internal strain*）。作爲強永久磁鐵的物質需要具有這樣的特性，因爲"應變"給予物質較高的"頑磁性"（*magnetic retentivity*）。

一般說來，*X*光透析提供了一個新並且有力的工具，用以觀察合金物系的性質。這一項成就，不僅在科學上具有很高的趣味，在工業上也有極大的重要性。

【合金接頭電晶體】（Alloy-junction transistor）

若將球狀的銦（*In*）粒置於一片*N*型單晶體的兩面上並加熱，就可製成合金接頭電晶體。銦受熱熔融會使部分靠近它們的鍺（*Ge*）熔解，然後將晶體冷卻，這時熔解的鍺重新結晶而使少量的銦參雜其中，而形成*P*型區域。通常集電極這面的銦球，比發射體那面的銦球大，以便更爲有效地收集自發射體注入基體中的攜電者。由此亦可見合金接頭電晶體，比漸成接頭電晶體有較爲優良的幾何形狀。

這種電晶體造價低廉，爲最常見的一種，其加熱然後再冷卻的步驟需時僅數分鐘，而不需要複雜的製晶設備。製造基體的單晶體，可直接從雜質濃度均勻的整片單晶體切片而得，以免浪費昂貴的單晶體，發射體與集電極的電接頭由銦球負責，而基體的電接頭只要焊合到晶片上就

成了，以上的種種過程所費均低且可由自動機械來完成。

【合金晶體管】(Alloy transistor)

由幾種金屬合製成的晶體管。

【合金電阻】(Alloy resistance)

以鎳鉻等製成之電熱線。

【合金電阻線】(Resistance alloy)

由合金製成的電阻線，目的在取得較大的電阻值，如電熱線就屬此類合金線。

【合板起偏器】(Polarizscope)

由單張玻璃片構成的反射型起偏器所能製造的偏振光效率很低，因為在偏振角的反射比很小，若要起偏器輸送高能量的偏振光則必須加以改良，其中最簡單有效的方法是使用一連串的玻璃片（玻璃合板），例如安裝15塊平行的玻璃片，片與片之間保持適當距離以避免色環或其他光的干擾作用，使用時就固定在偏振角；片數越多，理論上反射偏振光越強，但由於玻璃的吸收或灰塵的散射，反射光強度增加率會降低，用經濟學術語來說就是所謂“報酬遞減”，因而玻璃片數目沒有無限加多的必要。

一般合板起偏器事實上並不利用反射光而是透射光，因爲在偏振角的反射比很小，而且片數太多以後，光束會稍爲發散。經第一塊玻璃片的透射光只有部分偏振，但已經拋棄了其中部分的分量，經第二片再反射同一分量，如此經過多次玻璃片的反射“過濾”以後完全保存了另一分量，透射光因而可以達到很高的偏振程度如圖6－167，它的使用比較方便，然而最大優點還是在於高能量偏振光的輸送。

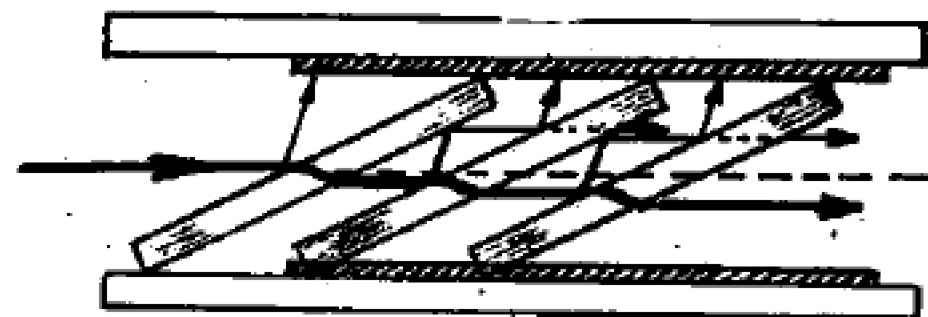


圖6－167
利用透射光之3片裝反射型起偏器的縱切面。反射光被器壁吸收，注意透射光的光軸比入射光稍有位移，但方向仍舊不變

合板起偏器普通包含5至15片玻璃之類的平板，其折射率越高所需片數越少。氯化銀的折射率大於2.0，對紅外線的透明度又很高，因此6片就足夠了，平板還要經過除塵、磨光、去應力，以保證平滑、透明並避免應力引起的折射率不均，以致減低偏振程度。6片氯化銀的合板起偏器用為紅外線的偏振所產生的透射光偏振程度高達99％。

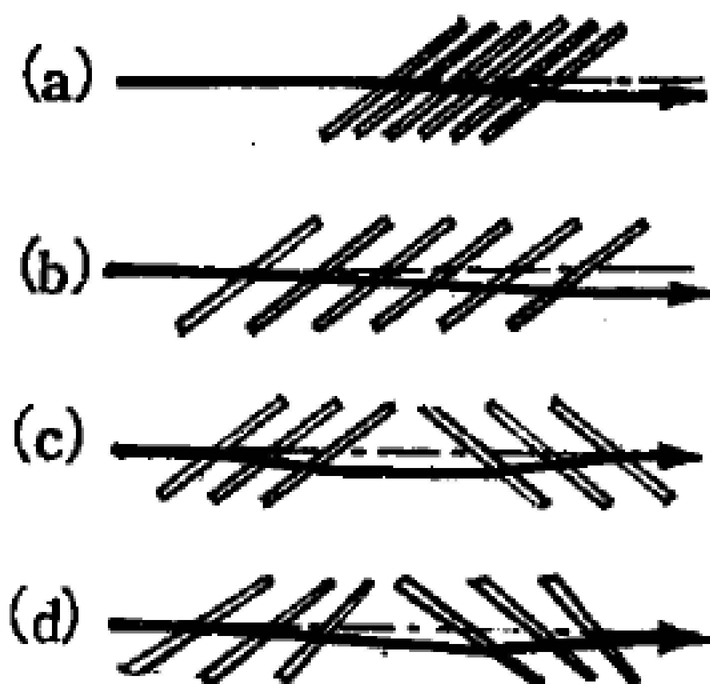


圖6－168
6片之合板起偏器的基本器的基本型與各種改良型。

所欲捨棄的反射分量雖然大部分多次反射後在塗黑的器壁被吸收，如圖6－167所示，但小部分可能穿透平板與透射光混合而減低了偏振程度，這個困難尤其當合板片數加多時更為明顯。如圖6－168中(*a*)基本型，(*b*)加大平板間隔，使反射分量有更多的空間逃離平板而被器壁吸收，(*c*)除加大間隔外，並分成兩組斜率對稱的排列，使透射光與入射光的光軸一致，(*d*)改用楔形平板，使反射分量偏離透射光束之方向，以致可能的混合減到最低限度，四散的反射光最後被器壁所吸收。這幾種構造都儘量使反射光有充分的空間脫離平板或者疏遠透射光的主軸，皆能改善上述的缺點。

【合裝電容器】(Block capacitor)

幾個數量接近的電容器裝在一盒中。

【囘音】(Echo)

詳閱"囘聲(*Echo*)"條。

【囘散射】(Back scattering)

散射角大於90°的散射。

【囘散射體】(Backscatter)

當任何輻射撞擊物質（氣體、液體或固體），其中有一些會沿著原輻射源的方向反射或散射囘去。在游離腔中計數β粒子，或是處理輻射

藥物時，或是用在工業上放射性同位素厚度規上，精確地測量回散射體的數量是很重要的。

參閱"樣板（*Gauging*）"條。

【回路】（Circuit）

一般地說，這就是閉合電路。不過這個名詞也同樣應用於開路，即用於天線。爲了將回路的這兩個類型區別開來，便分別地將其叫做閉合回路和開端回路。"回路" 這個名詞有時還具有更爲專門的意義；有時常將振盪回路簡稱爲"回路"。今多稱廻路。

【回跳電子】（Recoil electron）

當光量子打擊到電子行散射而變爲能量較小的質點時，則該電子即變爲高速電子，此種高速度電子稱爲回跳電子。玆計算回跳電子的能量及方向：

根據能量不滅定律，其動能 E_k 當爲光量子散射前後之能量差，即

$$E_k = h\nu_0 - h\nu = h\Delta\nu$$

$$\frac{E_k}{h\nu_0} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} \qquad (1)$$

因 $\Delta\nu = \nu_0 - \nu = \dfrac{c}{\lambda_0} - \dfrac{c}{\lambda_0 + \Delta\lambda} = \dfrac{c}{\lambda_0} \cdot \dfrac{\Delta\lambda}{\lambda_0 + \Delta\lambda} = \nu_0 \dfrac{\Delta\lambda}{\lambda_0 + \Delta\lambda}$

故
$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0 + \Delta\lambda}$$

因此式，又因由康卜頓效應（*Compton effect*） $\Delta\lambda = 2\Lambda sin^2 \dfrac{\varphi}{2}$，由（1）式得

$$\frac{E_k}{h\nu_0} = \frac{2\Lambda sin^2 \frac{\varphi}{2}}{\lambda_0 + 2\Lambda sin^2 \frac{\varphi}{2}}$$

於是 E_k 爲

$$E_k = h\nu_0 \frac{2\Lambda sin^2 \frac{\varphi}{2}}{\lambda_0 + 2\Lambda sin^2 \frac{\varphi}{2}}$$

由此式可算出回跳電子從光量子所取的能量。譬如：$\lambda_0 = 10\Lambda = 0.24\mathring{A}$，$\varphi = 90°$時$E_k$僅為$h\nu_0$的$\frac{1}{11}$；$\lambda = \Lambda = 0.024\mathring{A}$，$\varphi = 90°$時$E_k$約為$h\nu_0$的$\frac{1}{2}$。即投射$X$射線之波長非充分短時，回跳電子自光量子所得的能量甚小。因此，吾人能區別何者為回跳電子及何者為光電子。

而由

$$\cot\phi = -\left(1 + \frac{h\nu_0}{m_0 c^2}\right)\tan\frac{\varphi}{2}$$

可決定回跳電子的方向。

吾人可藉雲霧室(*cloud chamber*)之實驗，證明回跳電子的存在。

【回曆】(**The Muslim calendar**)

回曆係太陰曆，一年有12個月。第1、3、5、7、9、11各月，皆為30日；第2、4、6、8、10、12各月，皆為29日，全年為354日。但12個朔望月為354.37056日，比回曆一年多0.37056日，故回曆亦非置閏不可。回曆每30年為一周，置閏11次。一周中的第2、5、7、10、13、16、18、21、24、26、29各年，均為閏年。置閏的方法在最後一月，即12月，增加一日，成為30日，全年則為355日。

西曆622年七月十六日，回教主穆罕默德入麥地那，即以此日為回曆紀元的開始。回曆年分，用30除之。其餘數如為上列閏年的各數，則此年為閏年。回曆一周30年，計10,631日，而360個朔望月，則有10,631.0124日，故回曆與月球運行的關係，每2,400年始差一日。回曆與太陽的運行無關，故四季變動不定，元旦的氣候，亦寒暑不一，由表可見。

回曆元旦表

回曆年分	平或閏	陽曆年分	陽曆月分	陽曆日期	回曆年分	平或閏	陽曆年分	陽曆月分	陽曆日期
1360	閏年	1941	1	29	1371	閏年	1951	10	2
1361	平年	1942	1	19	1372	平年	1952	9	21
1362	平年	1943	1	8	1373	平年	1953	9	10
1363	閏年	1943	12	28	1374	閏年	1954	8	30
1364	平年	1944	12	18	1375	平年	1955	8	20
1365	平年	1945	12	6	1376	閏年	1956	8	8
1366	閏年	1946	11	25	1377	平年	1957	7	29
1367	平年	1947	11	15	1378	平年	1958	7	18
1368	閏年	1948	11	3	1379	閏年	1959	7	7
1369	平年	1949	10	24	1380	平年	1960	6	26
1370	平年	1950	10	13					

【回輸】(Reaction)

與再生 (*reproduction*) 意義相同。

【回輸耦合】(Back coupling)

藉線圈、電容器或電阻將輸出電路部分電力回輸至輸入電路。

【回聲】(Echo)

回聲是音波在行進中，受到物體的阻擋而反射，再傳到耳際時的音響，由於障礙物遠近不同，反射回來的音波與原音波到達人耳的時間上有所差別，所以我們首先聽到的是直接音，跟著才聽到反射音，這種反射音就是回聲。因為普通人耳對於相距不到 1／15秒的連續聲音，無法分辨其斷續，而在 1/15秒內，音波傳播的距離約為 22米， 故欲得清晰的回聲，反射面、音源與人耳之間必定要有一段相當的距離。直到原聲逝去以後，回聲才傳到人耳，如此方能明辨。如圖6—169，若L代表人耳，S代表音源，AB反射面上之反射點為P，則$LP+SP>22$米時，回聲效果才會明顯。

利用回聲，可以測定兩地的距離，例如自船上發出的聲波，由海水傳至海底，再由海底反射回來。由發出原聲至收到回聲時所需時間，和海水傳聲的速度，便可以計算出海底的深度了（圖6—170）。此外地質學家常利用地面上爆炸聲波的反射，可以探測地下的油礦。新式的遠洋漁船也常用聲波來探測魚羣。

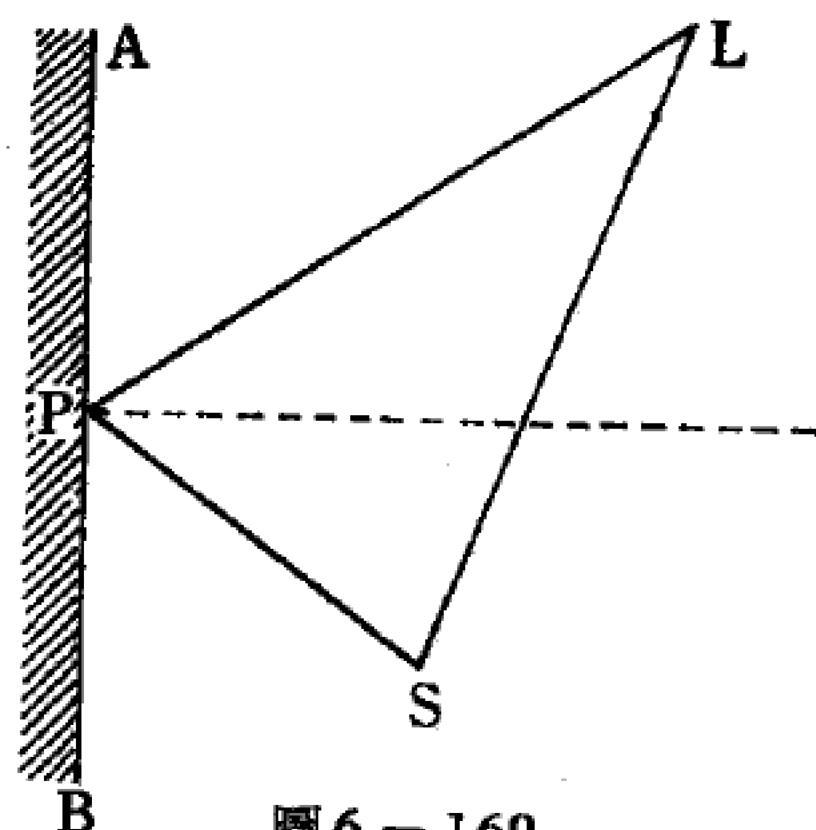
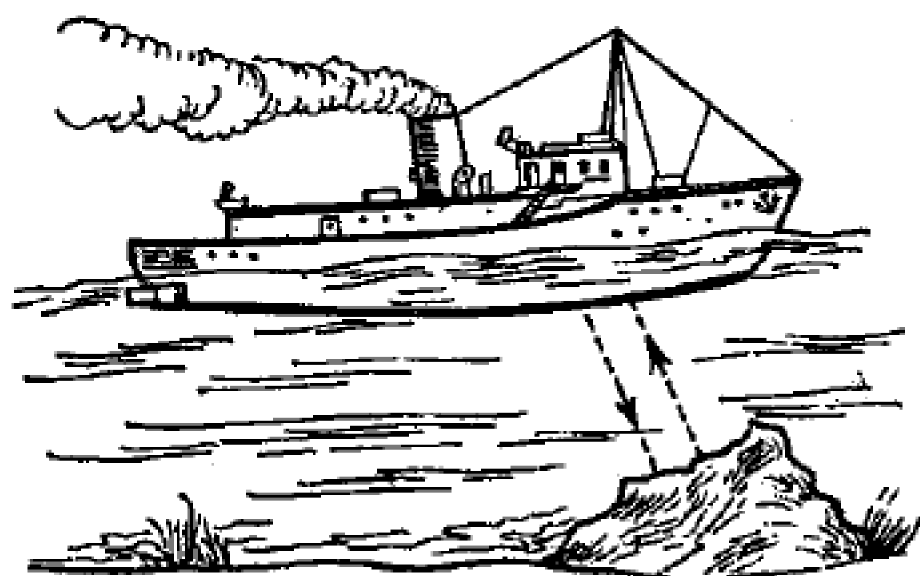


圖6—169
回聲效果與距離的關係


圖6—170

【回聲測距】(Echo ranging)

利用回聲原理，來探測障礙物之距離，如海軍用之聲納。

參閱“回聲（*Echo*）”條。

【回聲衛星】(Echo satellite)

人類發射衛星，其目的是藉著衛星系統使人類準確的預知氣候情況，增加通訊範圍及精確的導航等等。於是在1960年八月十二日，回聲一號衛星進入軌道，其設計的目的在證實人類可以在地球上相距很遠的兩地，經它的反射微電波而達到通訊的目的。回聲一號是用鍍鋁的塑膠（*polyester*）片製成，重$123\frac{1}{2}$磅，直徑100呎，可以反射由地球上送出的微波至地球上之另一點。回聲二號在1964年一月廿五日射入軌道，它也是用鍍鋁塑膠片製成，直徑135呎，高約相當於13層樓，重565磅，此二衛星是用來連絡各大洲和大洋間的通訊、電報、電視。

【回應時間】(Responce time)

當不導電的晶體被輻射線照射後，它的導電性會因此增加。這是因爲晶體受輻射線照射時，能吸收輻射線的能量，而使傳導電子數目增加

。假定n_0爲不導電晶體受輻射線照射後的傳導電子數目，則輻射線移開後隨時間的增加，傳導電子會慢慢減少，當其減少到原有傳導電子數目n_0的一半時所需的時間，即叫做回應時間。

【回歸年】(Tropical year)

太陽過春分點 (*vernal equinox*)，沿黃道東行一周，復過春分點，所經過的時間稱爲一回歸年。春分點在黃道上由東向西逆行，每年約行50弧秒，故回歸年較恆星年稍短。回歸年一年的時間爲：

365日5時48分46秒＝365.242199平均太陽日

【回歸線】(Tropic)

指緯度23.5°的緯線而言。北緯23.5°的緯線叫做北回歸線；南緯23.5°的緯線叫做南回歸線。

太陽來到南回歸線的正上方時，北半球的太陽高度最低，是爲冬季，但南半球則太陽高度最高，是爲夏季。

【因次】(Dimension)

各物理量在量度時所涉及的長度 (L)、質量 (M)、時間 (T)、電流 (A)。例如速度的因次是L/T，即LT^{-1}；電量的因次爲AT；力爲LMT^{-2}。

爲檢視一方程式是否合理，第一步就是要做因次分析，看式中每項的因次是否相符。檢查因次時，常用方括號表示一量的因次，如 [能量] = [E] = L^2MT^{-2}。

【因次式】(Dimension formula)

表示一物理導出量與基本量之間關係的代數符號，統稱爲因次式；其中正負或0指數，稱爲因次。

寫出$L.M.T.$表三基本量 (以各單位名稱表$L.M.T.$亦可)。或就一物理量內所含長度、質量、時間等基本量的次數，分別以正、負或0指數標於各該文字之右上角。如

面積的因次式爲 $L^2M^0T^0$ ；或米²、呎²。

密度的因次式爲 $L^{-3}MT^0$ ；或克／立方厘米、磅／立方呎。

【因果律】(Causality)

1. 一種假設，認爲事先完全決定好的一組條件，經一段時間後永遠產生完全一致的效應。古典物理學的基礎就是建立在確信哲學上的因果律及起始條件的完全肯定，在理論上是可能的兩大信念，而植根於海森堡之測不準原理的量子力學，指出起始條件的完全確定根本是不可能的。

2. 相對論上的一種陳述，認爲一事件不能在未來光錐之外的區域產生任何效應。

【因數】(Factor)

與某物理特性有關的係數。如放大因數、原子大小因數、溫度因數、阻滯因數等。

【因鋼】(Invar)

一種鎳鐵合金，不變鋼。

【地】(Gnd)

線路圖（如圖 6 — 171 ）常以此縮寫代表地（ *ground* ）。

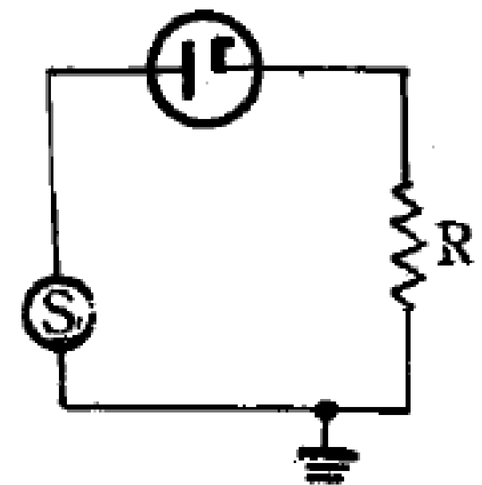


圖 6 — 171

【地下水】(Under - ground water)

地球的地下水要比地面上的水多十幾倍，據科學家估計，地下水共有四億立方公里。因爲地下水大多數是分散地藏在沙石的岩隙中，並不是連成一片。所以不會使地面上的建築物一下子陷下去。但地下水也有連成一大片的，這就是地下海了。

地下水的破壞力也不小，它可以使地下的泥沙，岩石中的可溶成分逐漸溶解，因爲地下水含有較多的二氧化碳，而二氧化碳對於石灰岩、石膏、岩鹽有很大的溶解力。

地下水不僅會破壞岩石，還可能使大片的岩層滑動，當岩石中滲入的地下水增多的時候，便增加了岩石沿斜坡滑動的動力，會使整片岩石層滑動，像暴風雨後會出現山石滾動的現象一樣。

因此，在巨大的建築工程開始之前，必須摸清地下水的情況，以便加以預防和補救，以免發生危險。

地下水等於一個地下寶庫，它使土壤肥沃，並養活動物和植物，也使井、泉和抽水機獲得水源。地下水的水面有起有伏，不像湖面那樣平如鏡。地下水隨著不透水地層的形勢而形成地下水；因此，在地面上聳起一座山的地方，那兒的地下或許就是一座“水山”。

地下水在找不到天然出口的地方，就會拼命向四周往外滲漏，日久就會侵蝕出一個巨大的空洞，地面就會破裂，因而發生地陷。二百多年前，法國南部的奧佛尼省一個有二十六戶人家的村莊，就是這樣下沉的。

地下水有很多是因爲雨水流進地下，夾在四面不透水的岩層當中而形成。但地下海的形成，則是遠在史前時代裏，由於地殼升降活動，本來離地面很近的地下海便越陷越深。在地下海的上面，仍然是一層堅厚不透水的地層，故住在上面的人根本無法知道下面是一個地下海。

地下海的海水溫度，多是很高，大概在攝氏二、三百度之間，地下海的壓力有數十個大氣壓力之多，這便好像是一隻埋在地下的高壓鍋爐，它所以有高熱，是因爲地層裏的放射性元素不斷地作原子核裂變，從而放出大量的熱能，使地下海熱至攝氏二、三百度。據科學家們估計，地球存在一天，地層內原子核的裂變也一天不會停止，所以地下熱海的存在可以說是永恆的。

如果地下水被覆蓋在它上面的岩石土壤壓迫得太厲害，它就會在距離地面最近的地方衝開一個出口，噴出一股泉水，大多數的泉水都出現在山谷斜坡上。

【地下溫度計】(Under-grounded thermometer)

是測量地下溫度的溫度計。距地表面 30 *cm*的深度，是使用曲管地下溫度計；深度 50 *cm* 以上時，是使用鐵管地下溫度計。

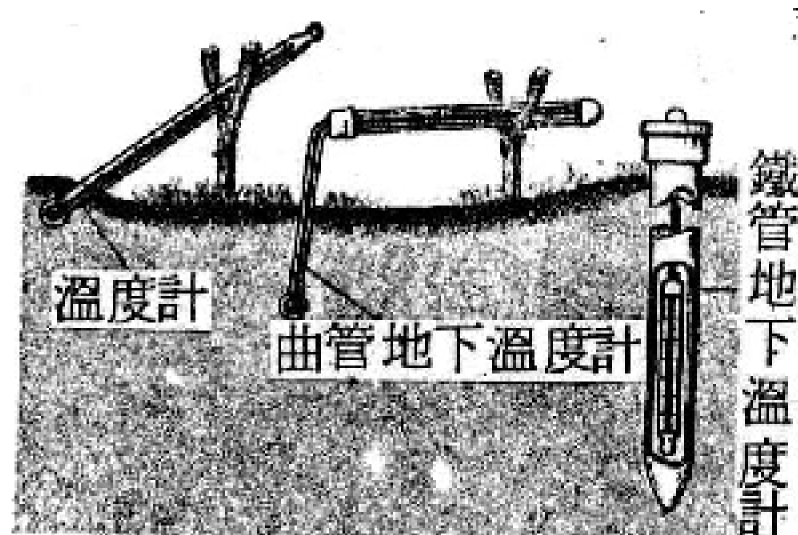


圖 6－172　地下溫度的測量

鐵管地下溫度計，是用橡皮包著溫度計的球部，裝入木盒，然後以鏈子吊在鐵管裏。測量地下的溫度時，可迅速拉起它。測量地表的溫度時，如圖 6－172所示，用木架支持，並把球部放在地面，略覆一點土。

【地下電纜】(Under-grounded cable)

埋在地底下的輸送線。

【地上望遠鏡】(Terrestrial telescope)

利用天文望遠鏡所見物體的像是倒置的，對地面的觀測自然很不方便。此一缺點在刻卜勒式望遠鏡之一種變型即所謂地上望遠鏡中，已予改正。改正的方法是在物鏡 O_b及目鏡 O_k 之間，多加一個會聚透鏡，將倒像再行倒轉而成正立之像。此種地上望遠鏡中之光線行程，參看圖6－173便能了解。透鏡 U（即所謂正像透鏡）插入光線行程的方式，是僅將像倒轉而不變其大小；故圖 6－173中之 A_1B_1 線段等於 A_2B_2 線段。圖中之像，是利用中心光線作出的。因有第三透鏡之加入，致使地上望遠鏡較天文望遠鏡長些。另則有用凸透鏡為物鏡，凹透鏡為目鏡所成者（如圖 6－174），其像和實物同樣正立。且金屬圓筒距離可伸縮，攜帶極為方便。

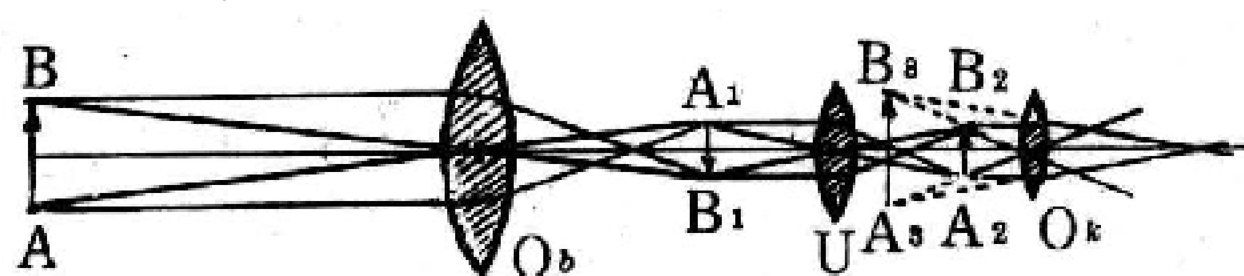
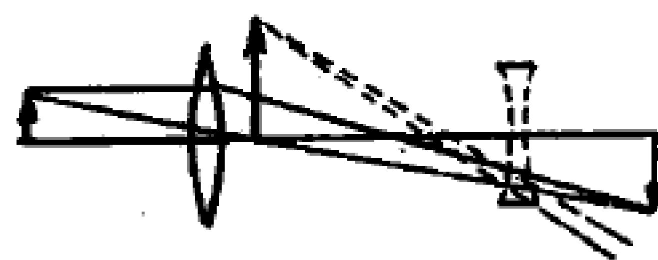


圖 6－173
在地上望遠鏡中，正像之造成是由於物鏡O_b與目鏡O_k之間加用了正像透鏡U


圖 6－174
地上望遠鏡的原理

但稜鏡式望遠鏡、稜鏡式雙筒望遠鏡或野戰望遠鏡，亦可藉應用全

反射之稜鏡，縮短望遠鏡的長度，同時並具有地上望遠鏡之優點。爲了縮短管長，光線須作好幾次的轉折。

參閱“望遠鏡(*Telescope*)”條。

【地心地平】(Rational horizon)

通過地球中心作一個平面和觀測者所在地的地平面相平行，它和天球的交線就是地心地平，因爲天球的半徑是無限長，所以它和地平差不多是一致的。

【地心成分】(Constitution of earth core)

地心之性質，由其高密度及隕鐵之試驗得以證明。地心平均密度約爲 10.7 g/cm^3，除去有重金屬存在之外無法解釋。由太陽光譜及隕鐵成分，知重金屬存在量最多的爲鐵(Fe)。假如地心主要含鐵是合理的，與隕石一樣，地心鐵是與鎳成爲合金存在。

【地心緯度】(Geocentric latitude)

這是連結觀測地和地心的直線，和赤道面所成的角，通常把赤道面定爲 0 度，以北方分成 90 度爲北緯，向南分成 90 度爲南緯。北極爲北緯 90 度，南極爲南緯 90度。北回歸線爲北緯 23.5 度，南回歸線爲南緯 23.5 度。七、八月時太陽直射北回歸線，北半球是夏天，但是此時太陽斜射南回歸線，南半球爲冬天。相反的十二、一月時太陽直射南半球，此時南半球爲夏天，北半球爲冬天。

【地平】(Horizon)

卽地平線。

詳閱“地平線(*Horizon*)”條。

【地平坐標】(Horizontal coordinates)

在圖 6—175 中假設通過任一天體(S)的地平經圈和地平相交於A點，則ZOA角一定是90°。

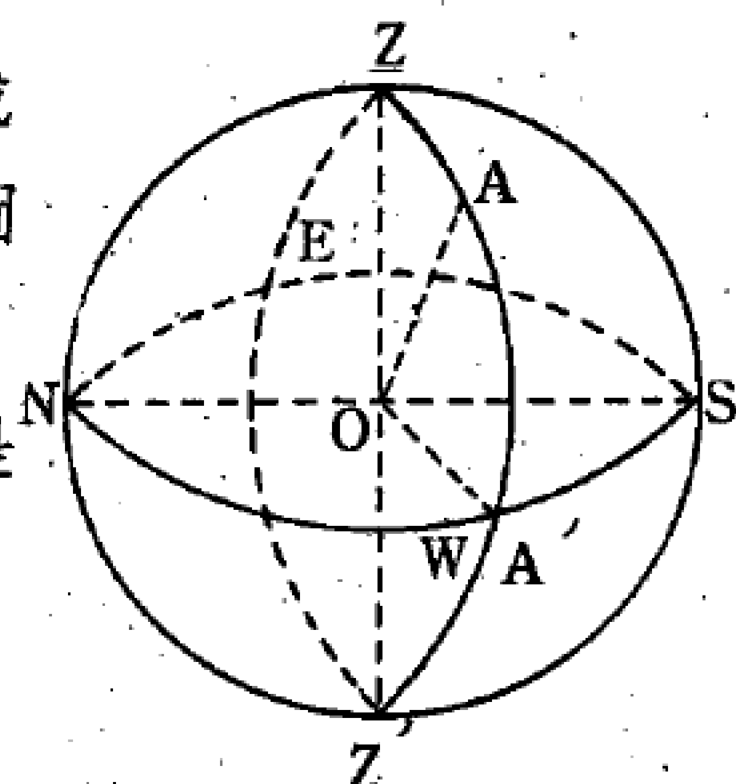


圖 6－175　地平坐標

連結觀測者肉眼和天體的直線，和地平所成的角，叫做該天體的地平緯度（*altitude*），圖中*SOA*角就是*SA*弧，叫做天體*S*的地平緯度，地平上任何一點的地平緯度都是零。地平緯度是從地平算起，向上爲正（＋），向下爲負（－），各分做90°；所以天頂的地平緯度是＋90°，天底是－90°。

地平經圈和子午圈所成的角，叫做地平經度（*azimuth*）。圖中*SZA*角即*AS*弧，叫做天體*S*的地平經度。地平經度是從南（*S*）向西（*W*）計算，自0°計算到360°；就是*W*點爲90°，*N*爲180°，*E*爲270°。

我們知道某天體的地平經度和地平緯度，就可以決定該天體的位置，這樣的方法叫做地平坐標。

天體和天頂的距離叫做天頂距（*zenith distance*）；圖中*ZS*弧叫做天體*S*的天頂距。某天體的天頂距和地平緯度互爲餘角，就是

天頂距＋地平緯度＝90°

所以我們可以用天頂距來代替地平緯度；就是知道某天體的天頂距和地平經度，也可以決定它的位置。

同一天體的地平經度和地平緯度是隨著觀測地點和時間而不一樣；現在就太陽的位置來說，日出時候，太陽在東方地平附近，漸漸向南方進行，它的高度就是地平緯度漸漸升高，到了正午，達到南方最高的位置；其後漸漸向西前進，漸漸低下去，所以這種坐標甚不方便。

【地平面】（Horizontal plane）

通過天球中心和垂直線相垂直的平面叫做地平面。

【地平俯角】（Dip of horizon）

目視地平在地平下俯的角度。

【地平經度】(Az imuth)

詳閱"地平坐標(*Horizontal coordinates*)"條。

【地平經圈】(Vertical circle)

通過天頂、天底和任意一天體 S 的大圈(*great circle*)如圖6—175中ZSZ',通過地心作一個平面和地平相垂直,這平面和天球相交的大圈,叫做地平經圈;所以地平經圈和地平相交成90°的角。

【地平線】(Horizon)

當我們觀看天體時,就好像天體是固定在一個球體表面上,觀察者則居於此球體之中心一般。觀察者在他四周的平面上所看到的乃是此球體的一個最大圓,此圓即係所謂之地平線(如圖6—176)。

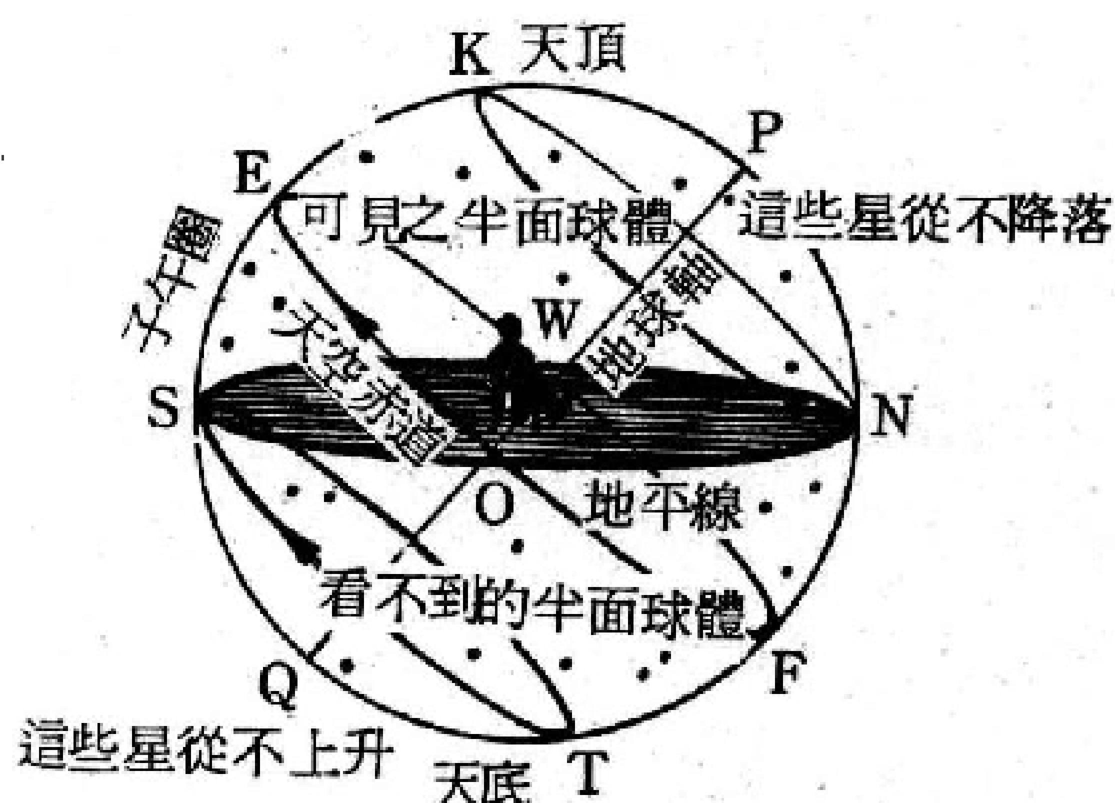


圖6—176 天空球體運行之景象

【地平緯度】(Altitude)

詳閱"地平坐標(*Horizontal coordinates*)"條。

【地廻路】(Earth return)

電廠配電系統的兩條輸電線,通常係與用戶的插座相聯。但有時也可將其中之一條,直接與地面連接,故該一導線與地面之間,根本沒有電位降落,亦即其電壓爲零,是爲地廻路。在此情形之下,因電流的回程係從地廻路通過,所以只須裝設一條輸電線就行了。因此,將白熾燈聯於插座載壓的一極與接地的自來水管之間,也可使之大放光明。

【地波】(Ground wave)

此電磁波非藉電離層反射而來,通常地波包括三部分:

1. 直接波——指直視之電磁波。
2. 表面波——沿固體及地面而前進者。
3. 反射波——未到達接收機前電磁波經實物反射者。

在地波傳播方面，電磁波由地所傳導，從發射機線沿地球之彎曲表面傳到接收機。因爲此種電磁波藉地球傳播，所以受土質的影響非常大。堅硬的地質可吸收大量的地波能量，頻率越高，吸收越多，所以只有在低頻率方可利用地波傳播。對於地波的接收，有極高的可靠性，因其不受季節及大氣條件的影響。頻率在500仟赫以下，利用地波通信，距離可達1,000哩，所以中頻率頻帶的調幅無線電廣播，主要都是藉地波傳播。但在較高頻率的調頻及電視廣播，由於地的吸收作用，電波強度大減，所以傳播距離只能達發射機周圍數哩而已。

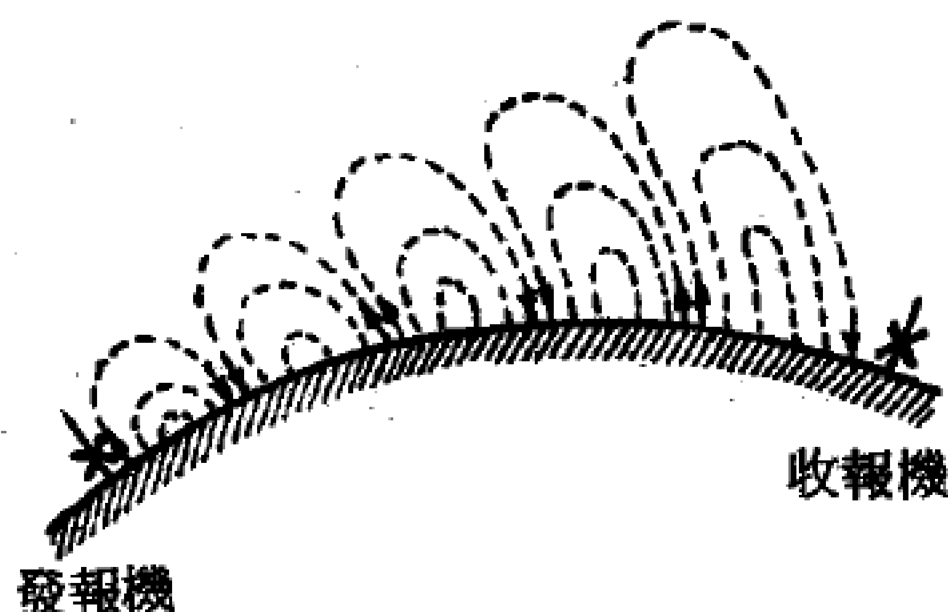


圖6—177

【地面效應機器】(Ground effect machine)

沒有人知道人類在什麼時候發明輪子，但在交通上它卻帶給人類極大的便利。直到1950年才有一種新的構想漸漸取代輪子的一些用途。

這種新的構想便是氣墊效應。首先是由英國人發明的，那便是一種空氣船在人類歷史上第一次能使一條船橫過水面而不碰到一滴水。自此以後各國紛紛開始從事這種研究。

1963年美國全國就有75家公司在做這方面的研究工作。最初這種東西稱爲飛翔車，後來改稱爲氣墊車或氣墊船。英文統一稱爲地面效應機器，簡稱*G.E.M.*。美國海軍當局已計劃建造的一艘“哥倫比亞號”便是氣墊式的。

這種交通工具很快地在各地發展起來。在華德狄斯耐樂園可以看到有一種氣墊車像個飛碟的樣子，可以離地好幾吋高。美國軍事當局也和好幾家公司訂了約，建造各種氣墊車船。像有一種叫做飛行吉普的，沒有輪子而車底下是個圓的平臺，士兵便坐在上面飛。但此種交通要普遍起來尚有許多需要解決的問題。

自從第一艘氣墊船橫過英吉利海峽後，不列顛群島間的渡輪便開始採用這種新式船了。現在美國很多河流上以及佛羅里達州（*Florida*）的沼澤區，都可以看到這種船在飛馳。

氣墊的原理比起輪子來要難得多了。但事實上，我們日常所遇見的東西就有不少會產生氣墊。例如，割草機、鏈鋸、眞空除塵器等，雖然這種現象並不明顯，但它們有一些的確是“飄”在空氣上。

【地套】（**Mantle**）

【Ⅰ】地套之成分

地球物理數據提供了有關地套的彈性及可能的密度，實驗的研究指示了普通岩石中僅純橄欖岩、橄欖岩或輝榴岩能滿足地球物理的要求。隕石爲行星破損碎片的解釋提示地球地套可能含有物質與軟骨石隕石相同。

或說地套下部可能含有相當量的分散鐵鎳，這是根據隕石鐵及地套平均密度比純橄欖岩或綠橄欖岩大。哥德斯密（*Goldschmidt*）假想下部地套含有氧化物硫化物混合層，恰如熔礦爐之鑛碴與金屬間所生的黑碴層。

【Ⅱ】地套之狀態

等衡需要地下岩石的傳送以補償表面物體的移動。地球內部如係液態，很容易解釋。由完全等衡平衡的存在，可說明在補償線下地球內部爲流體。但有些理由，使我們懷疑地套是在此種狀態：(1)能傳達 S 波，非爲完全液體。黏液如黏性不太大，也可傳達 S 波。實際可能比此高，因在地套內震波的吸收常數僅 0.0001／*km*。(2)地震通常在深度 700 *km* 上部，深層地震的地動格式與淺層地震相似，想像都是同樣的切變斷碎，要在液內決得不到這樣的急激切變。地震尙未發見有在深度 700 *km* 以上的，地球在此深度之下爲固體之說不定。但等衡調整發生在 150 *km*之下而非 700 *km* 以上。(3)其他證明來自潮汐的測定。由其振

幅估算，其剛度爲 1.53×10^{12} 達因／厘米^2，將近鋼的二倍。液體絕無這樣的高剛度。

由以上各項足證地殼及上部地套實爲固體或近於固體。雖然承認地套不可能爲液體，但常當作流體去想。答案是對於短期的作用力是剛體態度，對於長期的連續的應力以流體而作用。因爲在實驗室內無法舉行長期實驗，尙未得實際證明。

【地動】（Ground motion）

自古以來，人們對於地震就感威脅，乃設法硏究如何能減少或防止其災害。地震是由地動而來，地動有上下振動及水平振動。一般的建築物是耐重力，所以上下振動受損較小，但不耐水平振動，如遇強烈水平或水平分力振動卽會倒塌。地動所生力的大小依地動之振幅及其頻率而定。卽因：

$$F=ma=m\frac{d^2x}{dt^2}$$

式中 m 爲質量，x 爲位移，a 爲其加速度。

如係簡諧運動，其最大半振幅爲 x_0，則

$$x=x_0\cos\frac{2\pi t}{T}\qquad（T\text{ 是週期}）$$

$$F=m\frac{d^2x}{dt^2}=-m\frac{4\pi^2x}{T^2}$$

卽週期愈短，雖同樣位移，其力愈大。

【地球】（Earth）

地球是個略呈圓形的太陽系行星，球體的外層叫地殼。地殼外面包圍著一層空氣，叫大氣。大氣也分成許多層：

1. 對流層——高約6哩左右，空氣的冷熱按四季而生變化，有風雨雲霧的作用。靠地較稠密，愈往上愈稀薄。人就靠它來呼吸，沒有它，就沒有生命。在沒有陽光的地方都能看見東西，就是因爲有大氣的折光作用。

2. 同溫層——高約40哩，主要是不能呼吸的氮，溫度永遠不變，風向也永遠一樣。

3. 電離層——在60哩以上的高空，太陽有一種能殺死一切生物的宇宙射線，電離層可以把它擋回大部分，所以若沒有它，人也就不能活在地上。電離層還能把地面上的無線電短波反射回地面，要沒有它，短波的傳播就無法完成。

再說地球內部，地球的中心蘊著高熱，每深60呎，則溫度約增加華氏1度，2哩下，當達沸點。至30哩的熔岩中，高達2,200度，相當於普通火山的熔岩。最近發現上層所發的熱，多由於集中地面的放射元素發生，至地中心的溫度，可能高達10,000度，約等於太陽表面的熱度。

地球是由三個同心球體構成，說得通俗點，大致分三層，其中心巨球爲鐵（鎳或其他元素）熔液，直徑4,000哩，體積約等於火星，其物理性質現尚未徹底知悉，由於壓力巨大，可能把鐵分子壓得極密，形成一種我們難以想像的液體。

中心球之外，還隔一層，厚2,000哩，始達地球外殼。主要成分爲"橄欖石岩"，爲鐵鎂化合的青灰色重岩石，半液體的膠狀，近地心部爲白熱，外層爲紅熱。再上去，薄薄的一層，始爲人類所居住的世界。這情形恰如蘋菓的皮，也可分成兩層，其內層或稱爲基層，爲玄武岩（如火山所常見的黑色岩石），厚10至20哩，最上一層多爲花崗岩，彷如浮於海中的冰山，便是我們所居的各洲，多數地質學家喜用"浮著"一詞，就是花崗岩輕於玄武岩，玄武岩輕於奧列懷岩，奧列懷岩輕於鐵，我們所居的地層爲構成地球各種物質最輕者。其厚度爲地球半徑的$\frac{1}{850}$。

有關地球結構的科學一向認爲地球是一個相當靜止的星球，直到二、三年前，從許多新的發現中發覺，我們人類居住的地球，並不如意想

中的靜止，相反地，海洋在脹大或縮小，兩極在移動，新的陸地在產生，舊的陸地變得更大，或在分裂，許多鼓出的地方一下又沒入地殼。一切地形、氣象、礦藏、火山、地震等都是上述活動的後果。

一般說來，對於地球的形成有兩種學說，一是地球由一團“熱”的氣體（可能是從太陽而來）。經冷凝而形成，這可稱之爲“收縮說”。基於此說，山脈和陸地，就像蘋果風乾起皺似的，由收縮而形成了。但此說逐漸爲新發現的事實所動搖，在十九世紀末葉，發現放射性物質時測知，它們在放射過程中同時還會放熱，地球如在冷卻，則因放射而放熱的事早就該停止了。因此，現今地質物理學家漸漸相信，地球的形成是由星座中“冷”的微塵積聚，經過從內部放射而發熱，使部分熔化而起膨脹，故又稱爲“膨脹說”。

即使是小學生亦能從地圖上看出，南美洲的東海岸與非洲的西海岸，若非大西洋分隔，幾乎是密接起來的一塊大陸。因此，許多科學家早就懷疑，大西洋是由這塊陸地分裂後所形成。甚至有人相信，地球上所有大陸原先都是相連接的，經過不知幾許年代的膨脹後，逐漸分裂而成現在的各大洲。

德國氣象學家威格納（*Alfred Wegener*）在1912年提出他的學說，他說陸地的岩石層是花崗岩（*granite*），是由矽和鋁爲主的物質，稱之謂“*sial*”，洋床的岩石層是玄武岩（*basalt*），是由矽和鎂爲主的物質，稱之謂“*sima*”。前者較輕，爲後者比重的$\frac{5}{6}$，所以他說陸地宛如浮在玄武岩洋床上的花崗岩冰山。

1950年以來，由於核子潛艇潛航需要精確的海底圖，美國政府收集了大量從海船上測出的海深資料，繪成了前所未有的海床圖，同時也發現了我們地球上最可驚奇的一個現象，在深海中有47,000哩長，連綿不絕的山脊（*ridge*）存在，在大西洋中特別顯著，就介於美洲與歐非大陸之間，這一山脊在海洋中彎彎曲曲，幾乎與兩邊陸地等距，在這

些山脊上還有著許多窪穴，從現代的儀器已能測出沿此山脊的海床溫度較他處為高，且有大量的熱從穴口噴射出來。

科學家們原以為可從沉澱物，如有機物和土壤風化的速度，求得堆聚在海床面的深度，來推算年代。假使年代在幾十億年，則經推算，至少也應有數哩厚的堆積，但事實上海床面則頗為潔淨，大多數地區僅達數千呎，若干地區竟無沉澱物，何物在清掃此一床面？

同時地震學家也已測出了地球的地震帶，並且知道震源淺而橫向者常出現在地殼的斷層（*fault*）地帶，震源淺而縱向者常出現在大洋中的山脊處，震源深而縱向者則常沿深海溝（*deep-ocean trenches*）及弧形火山列島，如阿留申、千島、日本、琉球、臺灣、菲律賓、印尼、新幾內亞等島嶼，已知的深海溝大都也就緊捱著這些列島；除此之外，在沿中美洲及南美秘魯和智利的太平洋沿岸，亦存在著一條極長的深海溝。

普靈斯頓大學的地質學家海斯（*Harry Hess*）把以上種種現象綜合起來，在1960年發表一篇短文"洋床的演變"（*The Evaluation of Ocean Basins*）。首先說明地球之形成由於微塵積聚，隨之因放射而生熱而起部分熔化，重元素如鐵、鎳等的融體趨向地心，較輕的物質則形成外層，稱之為地殼（*crust*）。地震學家可藉傳佈地震的速度來區分地殼的各層，最外的一層冷卻後變為固體，稱為岩石層（*litho-sphere*），其內為較軟較厚之岩漿層（*asthenoc-sphere*），再向內就是堅硬的地心（*mesosphere*），接著他認為沿海洋中之山脊處即為新的岩石層經常產生的地點，從岩漿層湧出的熱體經過冷卻而變更其內部結構，然後從山脊處向外推擠，就像被放置在巨大的輸送帶（*conveyor*）上推送向海洋邊緣的深溝處去，海斯又認為岩石層背負著大地，大地也就成了輸送帶上的一分子，適切地解釋了為什麼洲與洲之間，年復一年，微微地在遠離。

這一意見在近兩年來，始爲大多數的地理科學家們所接受，並進一步認爲：熱的“*sima*”從岩漿層沿較弱的山脊缺口處緩慢上升，至接近表面時，“*sima*”便變成岩石層，那最近表面的一層則因壓力降低而再熔化，形成爲黑色的玄武岩，大約有1至4哩厚，成爲岩石層的外殼，而岩石層總厚則有30至60哩。

一般又認爲地球以整體而言，現已停止膨脹，故當新的岩石層形成時，舊的岩石層必然要相對地消失。這消失的工作即在深海溝處進行。岩塊以約45度的角度在此向下沉，有時竟能下潛450哩方始斷裂，熔化而再度變爲岩漿層，這下潛的岩塊所產生的物理性和溫度上的應力，相信足以造成震源很深的地震。

至於怎樣才能轉動這一巨大的輸送帶，則意見不能一致，海斯等認爲由於放射性衰退所產生的熱能，這一熱能使地殼中的物體起對流，一如空氣在熱的發熱器上一樣。此一對流自海洋中的山脊升起而降於弧形島嶼附近的深海溝及火山處。

他們所謂對流決非是地殼會融化，像液體那樣對流，即使岩漿層的溫度較熔點稍高，但因外包岩石層有相當大的壓力，所以仍然是一種固體，就以大西洋而言，這一海底輸送帶的運動也僅只每年推送1公厘（*centimeter*）而已。這樣把歐、非和美洲分開而形成今日的大西洋，由地質學的說法說，大約要2億年，太平洋的洋床較薄，流動較快，有些地區的流動量達到每年15公厘，這種流動是一種固體在年代悠久，處於高溫與高壓下的潛伸（*creep*），一如噴射發動機的轉葉在運轉時會伸長。

如把地球縮小成一籃球來看，脆而硬的岩石層包在外面只相當於硬紙片那樣厚，上面所載負的陸地那是更薄了，這層表皮大約可分成6大片和若干小片，片與片互相接縫的地方不是海洋的山脊處，便是深溝和斷層處，地質學家還相信，片與片有重疊的地方，並推斷印度原本

是和亞洲大陸分開的，後來重疊起來變成一塊；重疊的邊緣特別隆起，就是今日的喜馬拉雅山脈。

再說表層之下對流的進行，可能就像起泡沫的濃湯，渣滓浮上來變爲陸地，這一對流旣在不停的進行，舊有的大陸就有可能經堆積而形擴大，新的大陸亦有可能產生。地質學家指出，舊有大陸最可能擴大的是南美洲；沿著智利海外的深溝是滑動的岩塊下沉的去處，當這些岩塊斷裂時，總有"*sial*"碎屑堆積到大陸的邊緣，而使這一部分的陸地擴張。

至於太平洋中像阿留申、千島、日本、馬里亞納、琉球、菲律賓、印尼等島嶼如何會成弧形，則至今沒有完善的說法，一般相信這些島嶼不是舊大陸的邊緣，便是在成長中的新的陸地的邊緣。

海床擴張的說法固然有助於解釋許多地球現象，但如無可資佐證的實驗，仍不能使大多數的科學家所信服，在這方面應歸功於年輕的范恩（*Frederick J. Vine*），他在1963年首先提出：從天體物理方面已知太陽的磁場，平均每隔11年，南北磁極要倒轉一次，地球亦有類似情形，但間隔長達數十萬年不等，至於星體爲何有磁場，磁極爲何會倒轉，則至今尚無法解釋，形成海床的黑色玄武岩有很優良的蓄磁性，范恩認爲當這層玄武岩因地殼拱起而拱起，在冷卻時地球磁場將在此處發生極化作用（*polarity*），假使此處的海床確在經常更新的話，地磁方向的轉換必將沿著海底的山脊，在平行方向向外，留下具有段落性的痕跡，海床便變成了巨大的磁帶錄音機了。

卽在范恩之前，已有許多海洋學家片斷發現海底確有磁性存在，經分析大量此類的資料以後，終於確定在海洋山脊處左右向外，確有范恩所說的磁帶存在，於是洋床向外擴張的事實得以確定。

最近更因深海鑽探計劃的進行，取出海底的樣石，使科學家能更精確的測知磁場倒轉的年代，更從大西洋底鑽探所得明白顯示，愈靠近海洋中山脊的地層，年代愈新，而以山脊處的地層最爲年輕。

海斯的地層對流說亦未能使人全信，有些科學家相信岩石層的流動純是地心引力的作用，有些科學家則認爲地軸的搖擺能使海底擴延，無論如何，海底擴張的事實已成定論。於是地質化學家和礦冶學家首先起而將此學說用到實用方面去，由於熔岩在海洋山脊處湧出時，較輕及容易熔化的物質必然浮在上面，岩塊滑落到深溝去時，又將再度熔化而起分解和純化作用。他們首先注意到非洲和歐亞大陸的分裂現象，而對分離線——山脊所在的紅海尤其注意，有一位地質學家估計，紅海中一處新鼓起的地層，大約僅50平方哩和6,000餘呎深的泥層中，所含銅、鋅、金和銀約值20億美元以上，而且已有一家公司正式向沙地阿拉伯政府取得許可，開始挖掘此一富有礦物的泥層。

石油地質學家和油商也理解到大陸分裂時，邊緣地帶必然會拉薄，變成長長的盆地，經過幾百萬年的演變，陸上和海中的有機物沉澱下來，會形成原油貯藏處，紅海和墨西哥灣便是例子。石油地質學家相信，如果在一處找到石油，只要在古代的地形上找對岸相對的地點，就可發現那裏也有石油。

前面提到過深海鑽探，科學家曾在墨西哥灣12,000呎深海中探到油源，使人相信墨西哥灣原是一處存油的盆地，因爲海床擴張的關係分離而變成海灣。雖然深水採油在今日來說仍很費錢，但在陸地上盲目的到處探井，結果十不得其一，不但費錢而且費時，我們相信，技術的進步不久就會使深海採油變爲可行。

洋床擴張說仍在初創期，但已是科學上的一大革命，預期地球科學家將由之而有更多的新發現，對人類的經濟發展而言，必然有更多的新貢獻。

【地球上之氣溫】(Temperature on earth)

從地球的發展史看來，地球上的氣候，在過去曾經經歷過幾次大變化，幾次出現大冰河時期，把地球封凍了起來，也有幾次變爲溫暖的氣

候。

我國黃河中游一帶，在河岸、深溝的底部或高坡下面，常常可以找到一層紅土，據科學家考查，這層土在一百多萬年以前就已經形成了，在紅土中，人們挖出了犀牛、大象的化石，表明它當時曾在黃河中游一帶生活過。犀牛、大象是熱帶動物，爲什麼會生長在黃河中游一帶呢？這說明一百多萬年以前，黃河中游一帶要比今天溫暖得多。科學家又發現，發生被冰雪封凍的格陵蘭島，過去曾經是長滿綠色植物的地方。所以，地球過去曾有過到處是參天樹木和巨大動物的溫暖時期。

但這並不是說過去地球上的氣候是逐漸冷下來的，而實際上是有時冷，有時熱，起伏更換的。

這些都是地球過去的歷史，那麼今後地球上的氣候，還會變化嗎？如果還要變化，是變冷還是變熱呢？對這個問題，科學界的說法還不一致。

有些人說，地球原來是從太陽甩出來的一團灼熱的氣體，後來慢慢冷卻，變成凝結了的固體，而且地球還在繼續冷卻下去。因此，他們認爲地球上的氣候將來會越來越冷。

另外，也有些人大膽地設想，由於地球除了圍繞太陽旋轉外，還隨著太陽和太陽系其他行星一起圍繞銀河系的中心旋轉，而在運轉的途中，可能要經過含有大量宇宙塵埃的空間，這時太陽射來的熱，很多被塵埃攔截了，這就要影響地球上的氣溫，使氣溫降低。

也有人發現，現在地球上的冷熱比過去分佈得均勻一些了。他們認爲，這是由於太陽的活動比從前強烈了，現在經常出現大量黑子。當黑子出現時，太陽噴出的紫外線就特別多，這種看不見的光線，能被大氣層高處的臭氧層大量吸收，於是上面的大氣層被曬熱了。因爲暖空氣是上升，向地球的兩極流去，使南北極變暖，而南北極的冷空氣卻流向熱帶，使熱帶變冷。於是，北極地帶的“島”在融化，北冰洋的冰田逐漸

向北退卻，南北極地區溫度也升高了一些；熱帶地區，恰恰相反，氣候反而變冷了些。不過，雖然有如此的變動，但從整個地球上的氣溫來看，仍無變化，只不過冷和熱比以前分佈得均勻了一些。

影響地球上氣溫變化的因素很多，可能還有不少原因我們尚未發現。依目前情況看來，地球上的氣溫不會有太大的變動，至於變冷還是變熱，這不是現在簡單地就能肯定的。但是不久的將來，總有一天，人類能精確地預測天氣和氣候。

【地球之五帶】（Five belts of the earth）

地球大致可區分為五個帶，距地球赤道南北各23度27分的兩緯線，稱回歸線（*tropic*）：在北者，稱北回歸線或夏至線；在南者，稱南回歸線或冬至線。距兩極23度27分的兩緯線，稱極圈（*polar circle*）：近北極者，稱北極圈；近南極者，稱南極圈。地居兩回歸線之間者，為熱帶；北極圈與北回歸線之間者，為北溫帶；南極圈與南回歸線之間者，為南溫帶；北極圈內者，為北寒帶；南極圈內者，為南寒帶。

【地球之公轉】（Revolution of the earth）

地球除繞地軸自轉外，同時又繞太陽運動，是謂公轉。公轉一週的時間，約為365日5時48分46秒，即一年之長。公轉的軌道為一橢圓，太陽佔橢圓一焦點位置。此橢圓並不甚扁，而近乎圓形。地球每年一月初行到距太陽最近的一點，稱為近日點（*perihelion*）；七月初行到距太陽最遠的一點，稱為遠日點（*aphelion*）；這兩點是橢圓大徑的二端。

地日平均距離	149,677,000公里
近日點距日	147,263,000公里
遠日點距日	152,091,000公里

地球公轉的速度不一，距太陽愈近時，速度愈大；秋冬之交，地距

日近，地球行得最快；春夏之交，地距日遠，行得最慢。地球公轉平均速度爲每秒 29.8 公里。

地球軌道的平面與天球相交成一大圓，稱爲黃道（*ecliptic*）。黃道與天球赤道的交角，時在改變，平均爲 23 度 27 分。地球在軌道上由西向東公轉，吾人在地球上遂看成太陽在黃道上亦由西向東運動，平均每日約移動 1 度，一年後太陽沿黃道一週。

黃道與赤道相交二點，稱爲二分點（*equinoxes*）。太陽由南向北過赤道的分點，稱爲春分點（*vernal equinox*）；由北向南所過的分點，稱爲秋分點（*autumnal equinox*）。黃道上二分點中間，尚有二點，稱二至點（*solstices*），即夏至與冬至兩點。

【地球之各層圈】（Layers of the earth）

地球之分層可分作四圈：空圈、氣圈、水圈及陸圈。

各層圈的重要情況如表：

地球的各層圈表

層圈	成分	狀態
空圈	*p*、*e*	帶電
氣圈	N_2、O_2、H_2O、CO_2、不活氣	氣
水圈	鹽、H_2O	固
陸圈	H_2O 有機物質	固、液、膠體
地殼	矽酸鹽（*Al*、*Ca*、*Mg*）	固
地套	矽酸鹽（*Mg*、*Fe*）、硫化鐵、氧化鐵	固
地心	鐵鎳合金	上部液、下部固

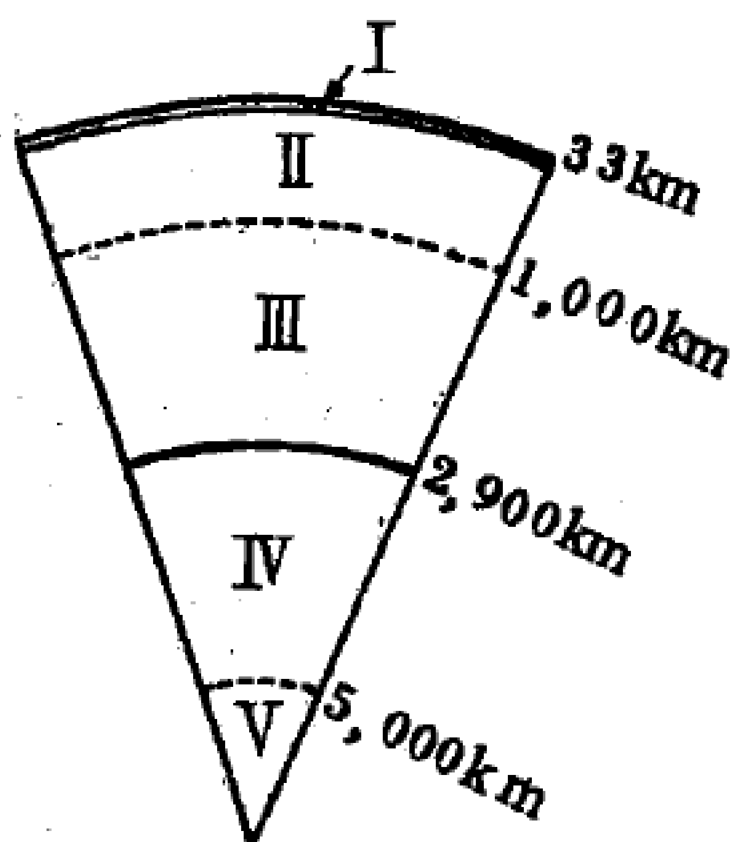
各層圈之厚度、容積、平均密度及質量如下表：

地球各層圈之容積及質量表

層圈	厚度 km	容積 $\times 10^{27} cm^3$	平均密度 g/cm^3	質量 $\times 10^{27} g$	%
氣圈	1,000	—	—	0.000005	0.00009
水圈	3.80（平均）	0.00137	1.03	0.00141	0.024
地殼	33	0.008	2.8	0.024	0.4
地套	2,883	0.899	4.5	4.075	68.1
地心	3,471	0.175	10.7	1.876	31.5
全地球	6,371	1.083	5.52	5.976	100.00

氣圈、水圈及陸圈總質量不足全球的 0.03％，在考慮地球平均成分時可以忽略。地殼不足全地球的 1％，因此全地球的成分主要決定於地套及地心。

依布倫（*Bullen*）於 1953 年的計算推定固體地球內部構造，如圖 6—178。



I 地殼，0～33 km 平均，花崗岩、玄武岩
II 上地套，33～1,000km，橄欖岩
III 下地套，1,000～2,900 km，橄欖岩、硫鐵、氧鐵
IV 外地心，2,900～5,000km，液態鐵鎳合金V
V 內地心，5,000～6,371 km，固態鐵鎳合金

圖 6—178　地球內部構造

【地球之自轉】（Rotation of the earth）

地球以地軸為軸，每日由西向東旋轉一次，這種現象叫做自轉。我們可以由落體的偏東現象佛科擺（*Foucault's pendulum*）的實驗、貿易風（*trade wind*）以及大風低氣壓的方向等事實來證明地球自轉的現象。

由種種研究的結果，知道地球自轉的週期，是有些微的變動，它的變動原因可以分為三種。

1. 地球質量認爲一定，若收縮則自轉速度增加，膨脹則速度減小；但每數百萬年只有 1 秒的變動。

2. 因爲多數流星落下的緣故，地球的質量漸漸增加，自轉速度遂因之而減慢；但 1,000 萬年約只有 1 秒的變動。

3. 潮汐波是由東向西，所以使地球自轉速度變慢，但 12 萬年只有 1 秒之差。

研究結果，知道 1898 年左右變動最大，一日約長 0.003 秒；1918 年左右則稍短。這種變動似乎是忽然發生，繼續一、二年；其原因迄今尚未完全研究出來。

地球自轉的結果，就發生日月星辰東出西沒的現象，這叫做天體的周日運動（*diurnal motion*）。就是一切天體始終在同一位置，沒有什麼變動，但是因爲我們在地球上日夜自轉的緣故，所以一切天體是以北極爲中心，由東向西運行，畫成同心圓，離北極遠者，其圓周大，近者則圓周小。

過去對自轉速率在短期變化過程，曾利用晶體振動週期而製成之晶體時鐘探測之。現用銫原子的時鐘，其頻率十分穩定，準確度可達 1 秒的 10^{-9}，並以變速照相機照月球照片以天球上星體爲背景，以量算準確時間。

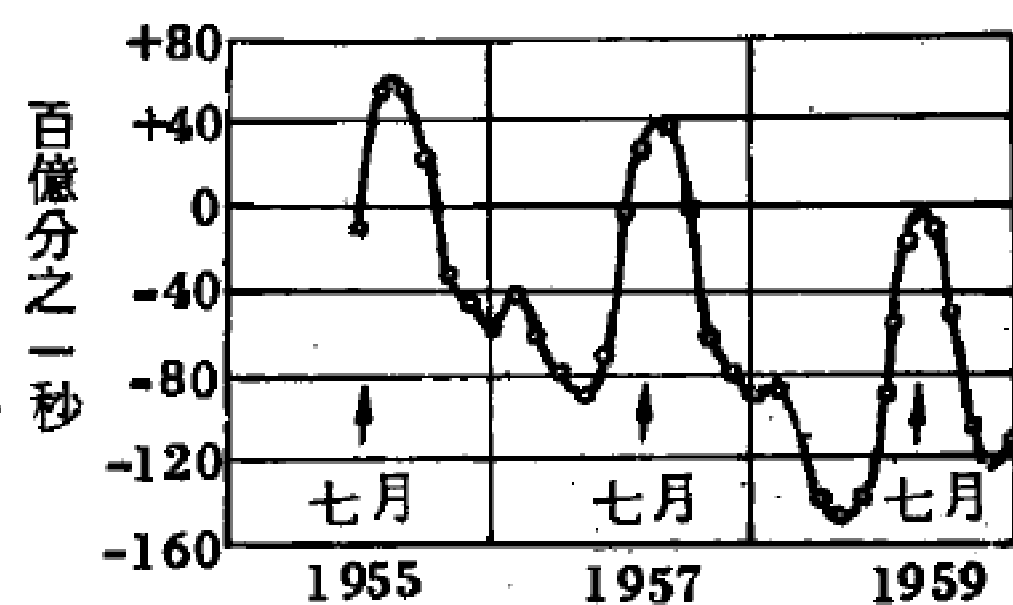


圖 6－179
與銫原子鐘比較所顯示的地球自轉之變化率

一日的時間間隔每世紀可加長 0.0016 秒，即每日加長 5×10 秒。這是一個非常微小的變動，如果積至數世紀其差異方易於觀察出。今將一機械構造完善的時鐘誤差，列表如下：

累積的時鐘誤差表

時間	時鐘誤差(快)		時間	時鐘誤差(快)	
0	0	0	600年	1,052秒	$17^{m}32^{s}$
100年	29秒	29^{s}	700	1,432	23 52
200	117	$1^{m}57^{s}$	800	1,870	31 10
300	263	4 23	900	2,367	39 27
400	468	7 48	1,000	2,922	48 40
500	730	12 10	2,000	11,688	$3^{h}14^{m}48^{s}$

如現在以平均太陽時的中天時推算今後 100 年時發生的一次日蝕，在 100年後用已改正爲現在一日之長的完善的機械時鐘，則所發現時間相同。但此後因潮汐磨擦使一日之時間增長，故將來的觀測日蝕者如果不知我們完善改正的機械時鐘，而用其時自己記錄一日時間比 86,400 秒較快的時鐘，其觀測到的日蝕時間，將比我們所推算的時間早 29 秒，而與彼預期時間相同。一日之長(一日時間間隔，用日長二字表示之)的不均一，不僅影響日月蝕的時間(即可由高準確度的觀測知之)，且影響於所有在宇宙內的其他週期性的現象，如同那些行星和衞星，雙星蝕的復元，快速脈動星球的週期振盪等的各種運動，以及核子物理學的頻率時間標準等，甚爲明顯之事。

【地球之年齡】(Age of the earth)

對於地球年齡的推斷，科學家們最先想到的是海水，海水是鹹的，其中的鹽被設想是從大陸上送去的，現在河流還在不斷把大量鹽分帶進海中，那麼我們每年世界河流帶進海中的鹽分數量，去除海中現有鹽分的總量，這不是可以算出爲了積累這麼多的鹽分，已經過去了多少年嗎？計算的結果表明：大約已過去了九千萬至三億五千萬年，這個數字顯然還不是地球的眞實年齡，因爲河流帶進海中的鹽分多少，不會每年一

樣，海中的鹽分還會因海水被風吹到岸上，而有一部分返回大陸了，更何況在海洋出現之前，地球早已經出世。

人們又在海洋裏找到了另一種計時器，這就是海洋中的沉積物。隨著歲月的增長，沉積物愈來愈厚，而且大量變成了岩石——沉積岩。據估計，每3,000至10,000年可以造成1公尺厚的沉積岩，地球上各個歷史時期形成的沉積岩共用了三億至十億年的時間。不過這幾個數字仍不等於地球的年齡，因爲各個時期沉積物堆積的快慢不可能相同，時期還有中斷的情況；而在地球上有沉積作用之前，地球也是早就形成了。

以上兩種都只是粗略的估計而已，若要作更精確的測定，唯有借助於具天然放射性的原子核，鈾-238的半衰期爲 4.5×10^9 年，鈾-235的半衰期爲 7.1×10^8 年，今日，在天然鈾礦中，鈾-238含量佔99.28％，鈾-235佔0.72％。若假設當初這兩種同位素的濃度相等，並且在化學或物理的變化中，同位素沒有分離的情形發生，濃度比顯示出鈾-235的半衰期較短，若 t 爲衰變時間，則

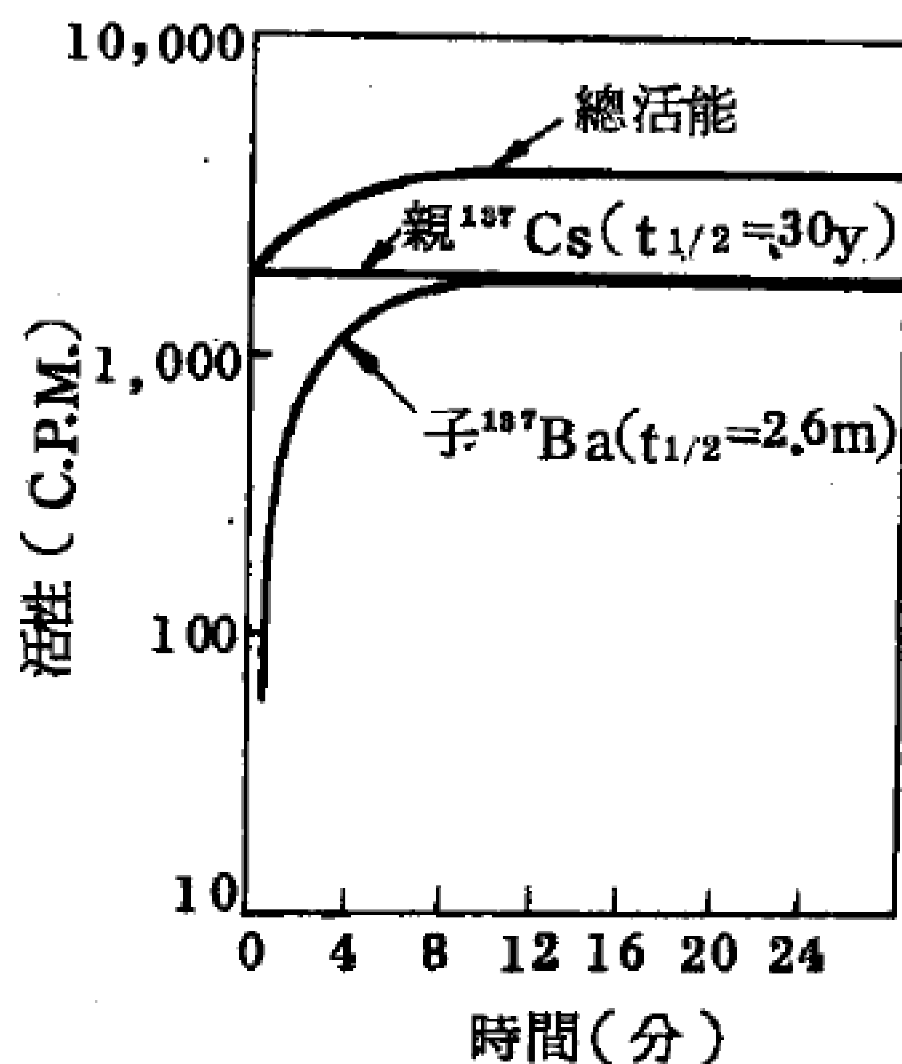


圖6—180
$^{137}Cs\rightarrow{}^{137}Ba$的成長及衰變曲線，表永久平衡。

$$N_{235}=N_{0\,235}\,e^{-t\lambda_{235}}$$

及 $$N_{238}=N_{0\,238}\,e^{-t\lambda_{238}}$$

由基本假設 $N_{0\,235}=N_{0\,238}$，故

$$\frac{e^{-t\lambda_{238}}}{e^{-t\lambda_{235}}}=\frac{N_{238}}{N_{235}}=\frac{99.28}{0.72}=138$$

$$e^{-(\lambda_{238}-\lambda_{235})t}=138$$

$$-(\lambda_{238}-\lambda_{235})t=2.303\log 138=4.91$$

因 $$\lambda_{238}=0.693/t_{1/2}=1.54\times10^{-10}(\text{年})^{-1}$$

$$\lambda_{235} = 0.693/t_{1/2} = 9.76 \times 10^{-10} \text{(年)}^{-1}$$

則 $$t = \frac{4.91}{8.22 \times 10^{-10}} \approx 6 \times 10^{9} \text{年}$$

若假設鈾－235與鈾－238最初的濃度相等，由這個計算中估計，元素存在於地球上的年齡約6億年。這是一個大略的估計，因爲鈾－235爲一個偶－奇分配的原子核，而鈾－238爲一個偶－偶分配的原子核，鈾－235最初的含量不會大於鈾－238的含量，因此地球存在的時間不會超過6億年。

鎝(*technetium*)、鉕(*promethium*)及超鈾元素，在自然界中都未曾發現，因爲這些元素所有的同位素，壽命均較地球年齡爲短。

【地球之形狀】(Shape of the earth)

地球的形狀，遠在紀元400年前，希臘的哲學家亞里斯多德(*Aristotle*)就發現是球形的了，他已經用月蝕做爲地圓的證明。但是直到1522年麥哲倫繞航世界一週後，才得證實。

嚴格的說，地球不是一個圓球，而是一個扁平的橢圓體，它的極半徑比較赤道半徑短$\frac{1}{300}$。更進一步說，它也不是一個眞正的橢圓體，在它的表面上有高達8,882公尺的聖母峯，有深約10,860公尺的海溝(非律賓之馬里亞納群島中)，高低之差，約20公里。海洋的邊緣地方遠較中心爲高，海面也是各地不同。我們無以名之，只好把它叫做"地形球"。地球的赤道圓周40,076公里，子午圈圓周40,009公里，赤道半徑6,378公里，極半徑6,356公里。

【地球之來源】(Origin of the earth)

一切關於地球來源的理論，細節雖各有不同，但大體導源兩派主要的思想，1794年法國的巴豐(*Buffon*)以爲是彗星(*comet*)衝入太陽，濺起了一股氣體，凝結而爲諸行星。後來別人引用這個理論時，便說不是彗星而是一個星；也不是衝入，而是很接近。接近到因兩星的

吸引力在太陽中激起了一股怒潮。在最接近的地方，浪潮飛入太空凝結爲諸行星，一半隨著這個外來的星球飛去，另一半仍然附著於母星太陽之外。

另一種是“星雲”(*nebula*)說。於1755年肇端於哲人康德(*Kant*)，1796年法國數學家拉普拉斯(*Laplace*)又加推演。此說認爲太陽外面原來包圍著一個旋轉的星雲，全爲氣體和微塵，可能是太陽爆炸後的殘餘。因爲旋轉的離心力使它自赤道處向外擴大，而分爲許多環，後來各環凝合而成太陽系中的各星球。

歷代天文家，對這兩種基本理論不斷修正。本文是芝加哥大學的天文家庫柏(*Gerard P.Kuiper*)，於1951年提出來的，所有天文家幾乎完全同意。在最初，各星都是微塵與稀薄的氣體，毫無次序地浮游於太空中，因爲重力的排擠，於是驟集、收縮，並且旋轉。最後因內部溫度與壓力的升高，達到了破裂的白熱階段，向外輻射化爲星球。環繞中心迅速旋轉。大部分裂成雙子星，其他則分爲三體星，或與北極星一樣成爲五體星。但在某一瞬間，變化隨之發生。因物質的分配與力的平衡，每片星雲只形成一個核心，其中一個便是我們的太陽。這個新星在旋轉中心愈長愈大愈亮，其直徑幾與現在的太陽系相等。旋轉成圓滾滾一團團的時候，其中物質因重力而愈趨緻密。各團又相互碰撞融合，聚集成大團。約經1億年後，各大團便冷凝而成行星，小團便成小行星、衞星以及飄蕩於太陽系外緣的彗星，形成地球的物質中，有更小的一團凝結而爲月球。

【地球之重力】(Gravitation of the earth)

地球因自轉的緣故，其上的一切物體，除受地球的引力外，尚受一因廻轉而產生的離心力，此二力之合力，即爲地球之重力。自1665年牛頓發現萬有引力定律後，1672年法國學士院院士李查由巴黎赴赤道附近的南美厄瓜多爾(*Ecuador*)時，發現使用單擺的時鐘有顯著走遲

現象，而認定赤道處的重力較高緯度處者爲小。爲解釋此種現象，法國之克萊羅，利用牛頓之萬有引力定律，創立地球廻轉橢圓體表面之重力與緯度之關係（如圖 6—181）。式爲 $g = g_e(1 + 0.0052884\sin^2\phi - 0.0000059\sin^2 2\phi)$ 公尺／秒²

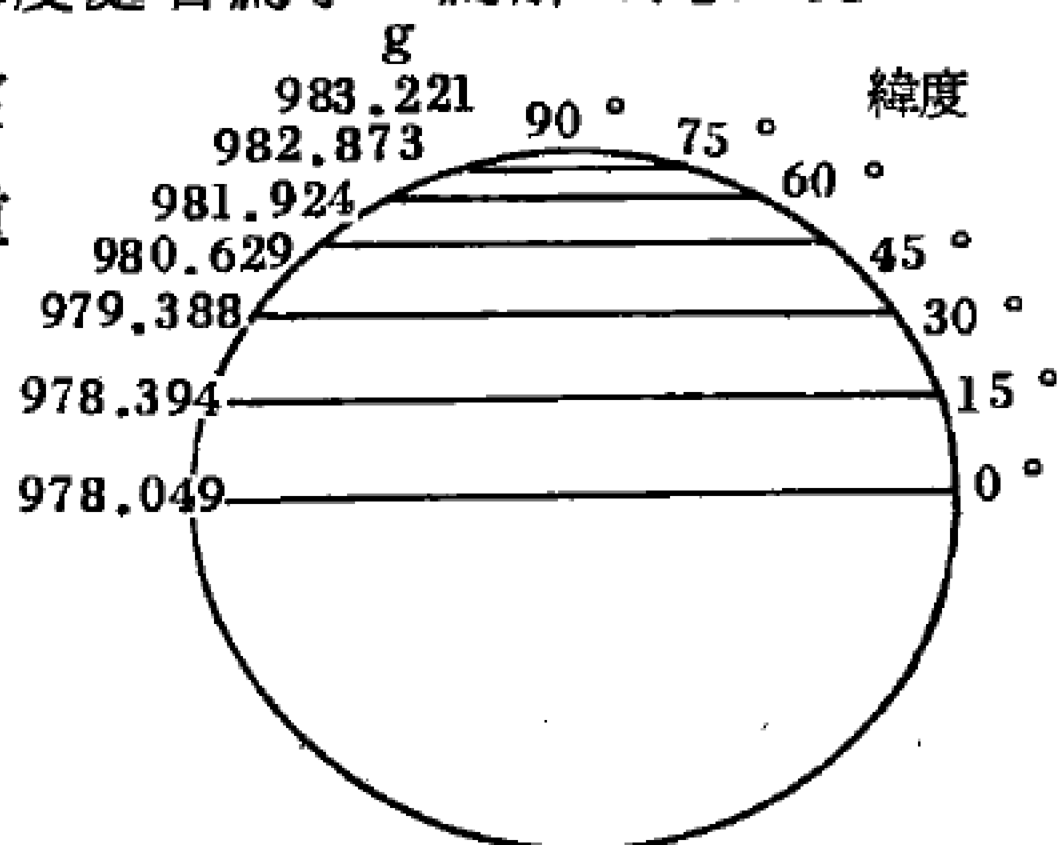


圖 6—181　g隨緯度變化

式中 $g_e = 9.78049$ 公尺／秒²，爲普遍所採用的赤道之重力值（重力單位，是以作用於單位質量力的大小，或以加速度表示之）。ϕ 爲緯度值。此外如要考慮地形因素的影響時，則上式中之 g 值，須加以高度的修正，即重力隨高度的不同（如圖 6—182）而引起的差異，此差異 Δg 爲緯度 ϕ 及高度 h 之函數，其公式可表示如下：

$$\Delta g = -(0.00030855 + 0.00000022\cos 2\phi)h + 0.000072\left(\frac{h}{1,000}\right)^2$$

式中 h 之單位爲公尺，Δg 之單位爲公尺／秒²。

高度（呎）		g cm/sec²
20,000		976.169
15,000		976.639
10,000		977.108
5,000		977.579
0	海平面	978.049

圖 6—182

由以上可知，地球上之重力值，實是一個變數，我們這裏爲求方便起見，就取其近似平均值，作爲地球表面之重力值 g，得

$g = 9.800$ 公尺／秒²

【地球之組成】（Composition of the earth）

雖然人對地殼下的探測，只能及於幾哩深的地方，可是，有理由相信其厚度約爲18哩。地殼下面是一層層的岩石和礦物質，由於溫度很高，它們可能都在熔融狀態。大約深度每增加 1 哩，溫度上升90°F，

所以在75哩深的地方，溫度可高達6,300°*F*，足以熔化任何岩石。約為2,000哩半徑的地球中心，我們認為裏面可能是由鎳和鐵所組成的密實物質，和隕石裏的成分相同（圖6—183）。

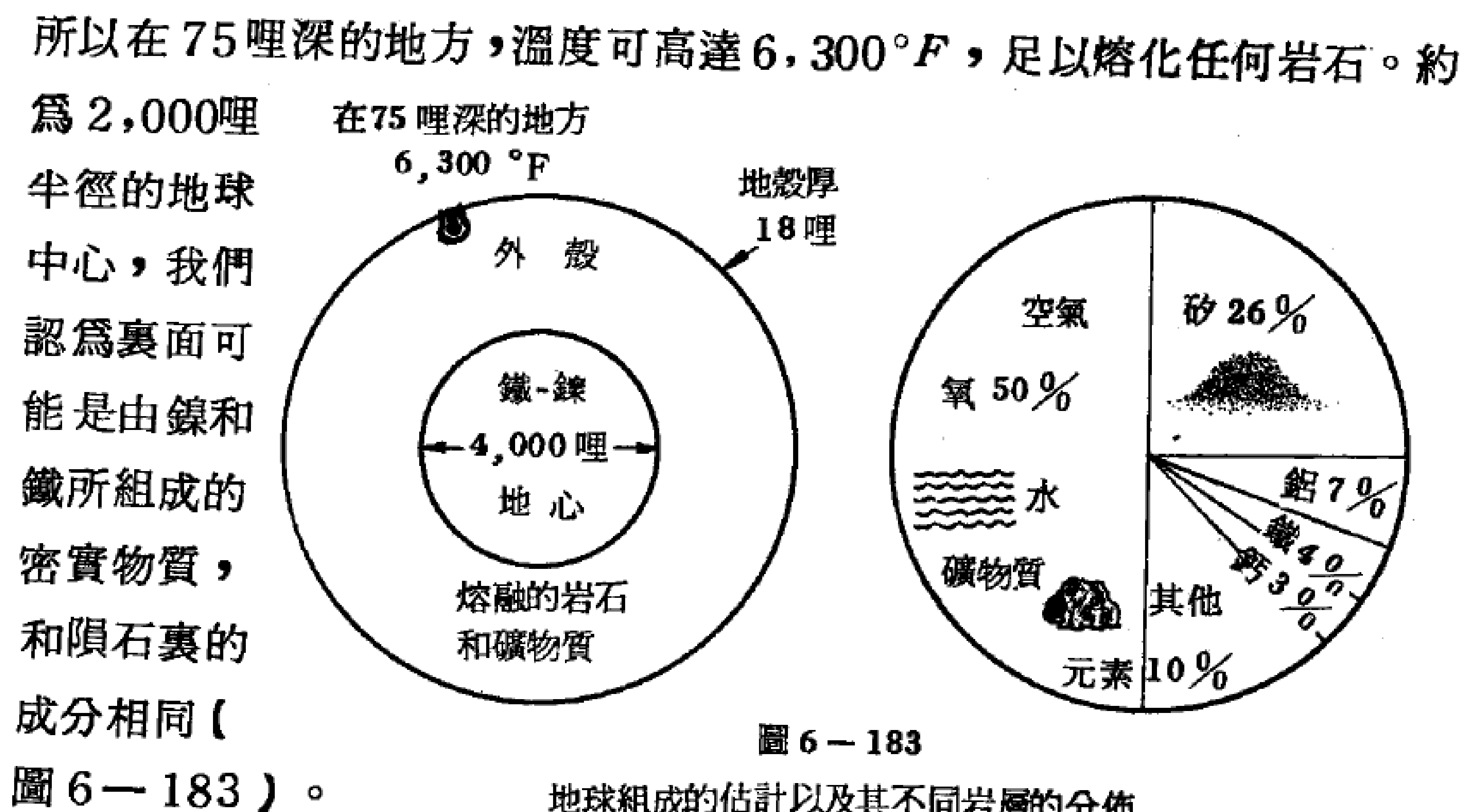


圖 6 — 183

地球組成的估計以及其不同岩層的分佈

全地球之成分依華盛頓（*Washington*）及尼哥里（*Nigglis*）的估計如表：

地球的成分表

元素	原子序數	華盛頓估計 %	尼哥里估計 %	元素	原子序數	華盛頓估計 %	尼哥里估計 %
Fe	26	39.76	36.9	*Na*	11	0.39	0.90
O	8	27.71	29.3	*Cr*	24	0.20	0.13
Si	14	14.53	14.9	*Co*	27	0.23	0.18
Mg	12	8.69	6.73	*P*	15	0.11	0.15
Ni	28	3.16	2.94	*K*	19	0.14	0.29
S	16	0.64	0.73	*Ti*	22	0.02	0.54
Ca	20	2.52	2.99	*Mn*	25	0.07	0.14
Al	13	1.79	3.01				

華盛頓的計算，係依據下列構造：

1. 地心成分平均隕鐵（27.3%）。
2. 重圈殼，成分等量隕石鐵鎳及橄欖岩（8.51%）。
3. 鐵圈殼，成分隕石（22.55%）。
4. 綠橄欖岩殼，成分無粒隕石（40.08%）。
5. 玄武岩殼，成分德利（*Daly*）平均玄武岩（1.08%）。
6. 花崗岩殼，成分平均火成岩（0.48%）。

地球上各元素的存在量與太陽系的關係可表示之如表：

元素相對量（重量）表

地殼	全地球	隕石	太陽	地殼	全地球	隕石	太陽
O	*Fe*	*O*	*H*	*Mg*	*Al*	*Ca*	*S*
Si	*O*	*Fe*	*He*	*Ti*	*Co*	*Na*	*C*
Al	*Mg*	*Si*	*O*	*H*	*Na*	*Cr*	*Ca*
Fe	*Si*	*Mg*	*Fe*	*P*	*Mn*	*Mn*	*Al*
Ca	*Ni*	*S*	*Mg*	*Mn*	*K*	*K*	*Ni*
Na	*S*	*Ni*	*N*	*S*	*Ti*	*Ti*	*Na*
K	*Ca*	*Al*	*Si*	*C*	*P*	*Co*	*Cr*

【地球之密度】（**Density of the earth**）

地球的總質量爲 6.0×10^{27} 克，體積爲 1.1×10^{27} 厘米^3，故地球的平均密度 $\bar{\rho}$ 爲

$$\bar{\rho}=\frac{質量}{體積}=\frac{6.0\times10^{27}}{1.1\times10^{27}}$$

或 $\bar{\rho}=5.5$ 克／厘米^3，此值爲大於地殼內所得岩石的密度 3 克／厘米^3；即使普通火成岩的最大密度亦不超過 3.3，因此地球表層的密度比地球的平均密度低得多，地球內部的密度必大於 5.5。

【地球之表面】（**Surface of the earth**）

地球的全部表面積（約 5.1 億平方公里）中，陸地約佔 30%，海洋

約佔70％ 。北半球的陸地分佈較多，在北半球陸和海的比約4：6，南半球約2：8。

陸地的最高處，是喜馬拉雅山的聖母峯，約8,882公尺，海的最深處是馬里亞納海溝的彼吉亞斯海淵約11,034公尺。陸地的平均高度是875公尺，海洋的平均深度是3,800公尺。

【地球之結構】(Structure of the earth)

由地表至地心，約可分爲三部分：

1.外殼——由硬質岩石組成，厚度約爲16至40公里不等，平均比重爲2.6，又可分爲兩種岩層：

(1)矽鋁層——此類岩層富含矽、鋁物質，質輕色淡，是構成大陸的主要物質，可以花崗岩爲代表。

(2)矽鎂層——此類岩層所含化學元素以矽、鎂爲主，質重色暗，是構成海底的主要物質，可以玄武岩爲代表。

2.被岩層——厚約2,880公里，主由鐵、矽、鋁、鎂等物質組成，平均比重爲水的4倍，故又名重土層。

3.地球核心——整個核心厚約3,475公里，內核心約厚1,255公里，主由鐵、鎳等物質構成，外核心可能是流體，內核心可能是固體，現在仍無法確證。

【地球之運行與四季】(Movement of the earth and season)

地球以一年的時間，在太陽周圍公轉一次。這時的地軸，如圖6—184，和公轉的軌道面並不垂直，經常有66.5°的傾斜角度，所以赤道和黃道傾斜

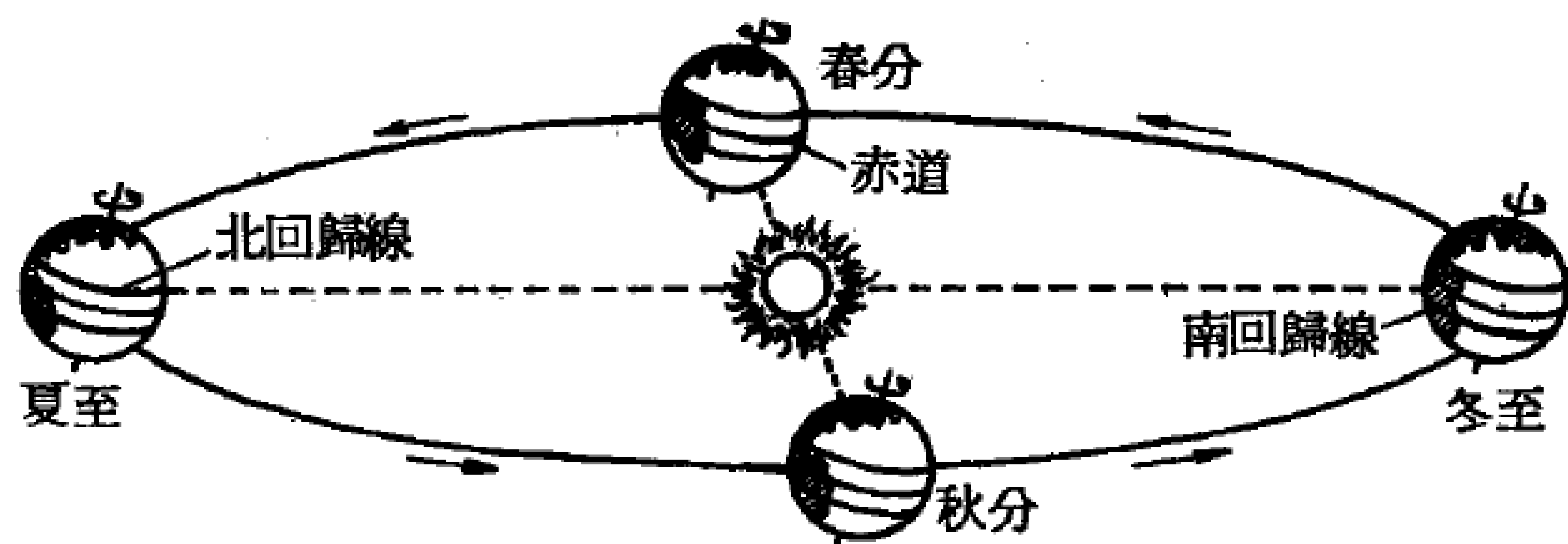


圖6—184 地球的運行

23.5°。因此，日射的情形，便隨地球的位置而不同。

日射與地面成直角時，僅有春分、秋分時赤道上的地點；夏至是在北回歸線上（北緯 23.5°）的地點；冬至是南回歸線上（南緯 23.5°）的地點，時刻是在正午。

春分至秋分的半年間，北半球的太陽高度高於南半球，白晝長，日射量也多。秋分至翌年的春分的半年間，剛好相反。我國在北半球，夏至前後太陽高度最高，白晝長，日射量多。冬至前後，太陽的高度最低，白晝短，日射量也少。

參閱“四季（*Season*）”條。

【地球之運動】（**Movement of the earth**）

自古以來，人們每天都看見太陽、月亮和星星從東方升起，在西方落下，好像天上的太陽、月亮和星星在大地的四周不停地轉動。因此，希臘哲學家亞里斯多德主張“天動地靜”，他把地球當作宇宙的中心，以為地是不動的，太陽、月亮和星星都環繞地球旋轉的。到了十六世紀，哥白尼（*N.Copernicus*）才發現地是動的，他以為太陽、月亮和星星的東出而西沒，完全是由於地球自轉的關係，直到十八世紀，義大利天文學家伽立略研究哥白尼的“地動”學說，也認為說得有理。從此地球會轉動的學說，就正式為世人所公認了。

地球的運動，是分為公轉和自轉。公轉運動就是地球環繞太陽的旋轉運動，自轉運動就是地球環繞地軸的旋轉運動。公轉運動和自轉運動的方向，都是自西向東的。

地球環繞太陽公轉的運行軌道，大體上是一個近於正圓的橢圓形，全長約9萬5千5百萬公里，地球在公轉軌道上自西而東的運行速度，依旋轉一周為360度來計算，平均每天旋轉一個 0.985°的角，如果依據實際距離來計算，平均每天是360萬公里，因此，地球的公轉速度，每秒鐘大約是30公里，旋轉一周約需 365.41日。

地球在公轉運動的同時，又有著自轉運動，這是地球環繞著地軸做不停的圓形的旋轉運動。地球自轉的速度，如果依照地球上某一地點在圓形球體上所轉動的角度來計算，叫做角速度；如果依照地球上某一地點在地表轉動所經的實際距離來計算，叫做線速度。地球在自轉運動中，各部分的角度是完全相等的，但是，由於地球是一個圓形的球體，所以赤道便有著最大的線速度，越是接近兩極的地區，自轉的線速度越小，到達地軸兩端的南北極點時，自轉的線速度就等於零了，據估計，地球自轉的線速度，在赤道上每小時是1,674公里，在南北緯30度的緯度上，每小時是1,451公里，至於地球自轉每小時的角速度，則到處都是15萬公里。

在天空上，星星東一群，西一群，構成各種不同的形狀，這些星大都是恆星，它們分佈的形狀，在我們看來，差不多是沒有變動過的，因此人們給它們起了一些人物或鳥獸的名字，例如：大熊、小熊、獵戶、金牛、仙后、天鵝、天琴、寶瓶等，各代表著一群星星所組成的星座。當地球公轉時，它載者我們飛速的前進時，我們所看到的各星座的位置，就時時會有變動，這是因爲地球在公轉時軌道位置移動，因而各星座出現的位置也有不同了。

宇宙間有的恆星是距離地球較近，有的距離地球較遠，看來天空上兩顆遠近不同的恆星，起初看去，較遠的一顆星正在較近一顆星的右邊，但過了將近半年，看那顆較近的星，卻好像向右移動，那顆較遠的星，則已移在那一顆星的左邊了。這是什麼道理呢？原來是地球在轉動呢！

以星座的變動來證明地球的公轉，或許有人會疑心那是星座本身的移動。但現代天文測量儀器的精良，觀察天象已可一目了然，經過天文學家利用儀器測量過幾千顆恆星，都證明上述事實，是地球公轉時所發生的現象。

地球的運動可視為由幾個分離運動所組成。這些分離運動為：(1)地球在其軸上的運動，(2)緯度的變動，(3)歲差及章動（*nutation*），(4)地球環繞太陽的廻轉運動（公轉）。

在(1)、(2)和(3)的運動中是以地球中心為標準。在(4)運動是以太陽為標準。可能將上列各項運動擴展至以整個太陽對我們銀河的運動，及銀河對其他銀河系的運動。所幸不必混合這些運動：因每一分離運動可不計其他運動而單獨討論之。例如，地球環繞太陽的軌道的各種性質，在所有其他各種運動中，可想像以太陽為靜止，而地球視為在一軌道平面內，不必研究其對附近星球作為靜止不動時的地球在空中所行的旋渦路徑。

【地球之電磁輻射】（**Radiation of the earth**）

太陽輻射到地球上的能，有一部分被地球反射回去；也有一部被地球吸收，再以紅外線（長波）的連續光譜向外輻射。

太陽能被反射回太空的一部分，叫做反照率（反照率是物體表面對電磁波輻射之反射量與物體所受之總入射量之比；普通以百分數計之。反照率應與一種特定波長"單色輻射"之反射率有別）。這太陽能的反照率，已由泰羅斯(*Tiros*)氣象衛星作直接的觀測。在熱帶的海洋上，反照率為7％，在美國中部的東邊，當天空全陰時，反照率高到55％(有雲的陰天之反照率要比沒有雲時高)。

由地球輻射的黑體輻射波，其波長在8至30百萬分之一公尺間，且在波長為10百萬分之一公尺處附近，其強度有一最高值（如圖6—185），相當於288° *K*

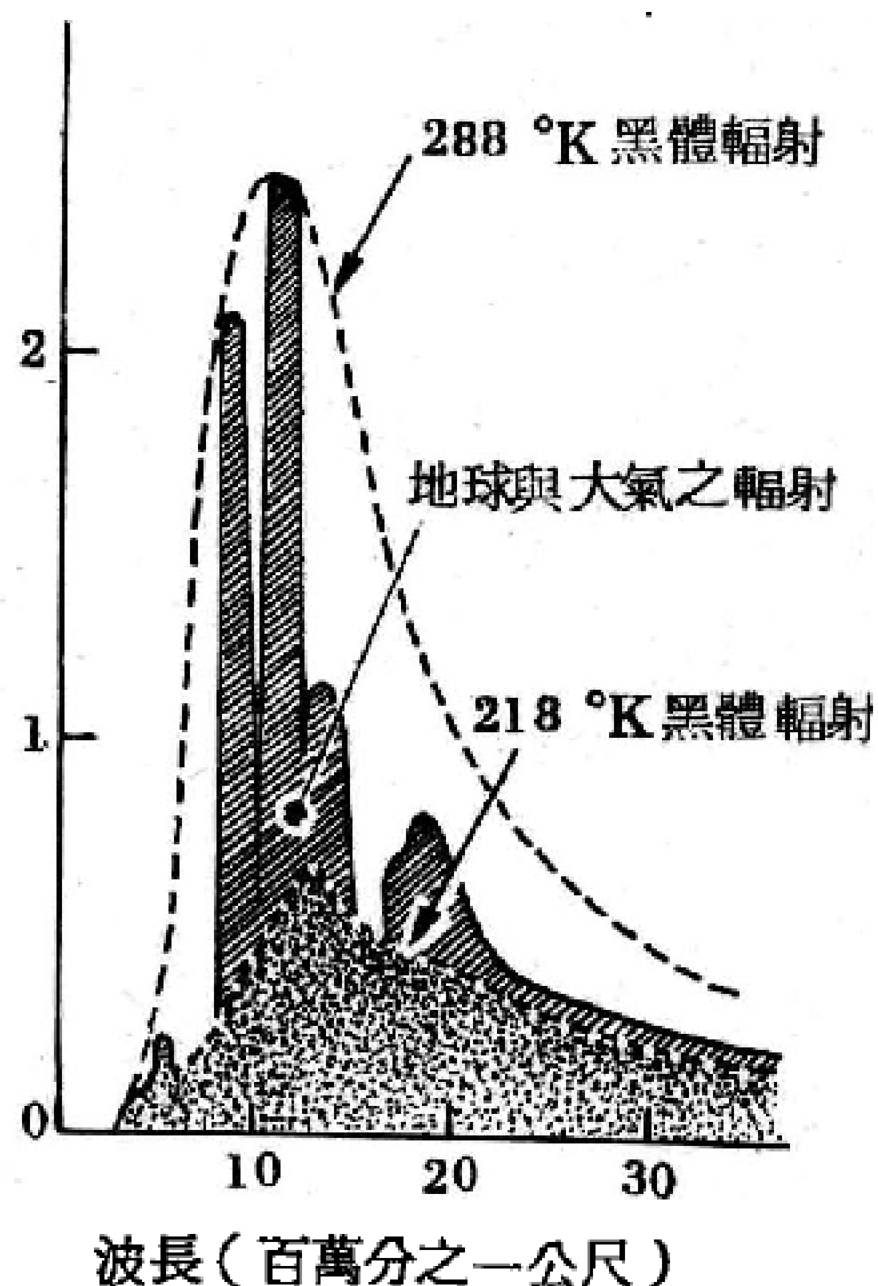


圖6—185　地球之電磁輻射

黑體輻射，此就爲地球表面輻射的近似值，218°K 的黑體輻射，則爲蔽光雲大氣的輻射模型。據泰羅斯衛星觀測的報告指出，在大部分的情形中，在天窗光譜區輻射能之黑體溫度，與地面之絕對溫度非常符合。

對於在太空運行的太空艙來說，當它要精密地測量太陽的輻射能及來自地表之反射能時，必須要確定它本身的高度，以及那一部分是向著地面，那一部分是被太陽光照射。

【地球之慣性矩】（Moment of inertia of the earth）

地球慣性矩不能直接測定，但可由其大小、質量、重力及角速度計算出來。假定其以兩極連線及赤道面直徑爲軸之慣性矩各爲 I_p 及 I_e，則

$$\frac{I_p - I_e}{M_e R_{eq}^2} = \frac{2e_f}{3} - \frac{\omega^2 R_{eq}}{3g_{eq}} + \xi$$

式中 M_e ＝地球質量，R_{eq} ＝地球赤道半徑，e_f ＝扁平率＝$\frac{1}{297}$，ω ＝地球角速度，g_{eq} ＝赤道上重力，ξ ＝消去高次項之小校正。機械扁平率 e' 可由歲差及地軸振動的觀測計算約爲：

$$e' = 3.2724 \times 10^{-3} = \frac{I_p - I_e}{I_p}$$

又結合上兩式提出 I_p：

$$I_p = \frac{M_e R_{eq}^2}{e'}\left(\frac{2e_f}{3} - \frac{\omega^2 R_{eq}}{3g_{eq}} + \xi\right)$$

$$= 0.3337\, M_e R_{eq}^2$$

依古登堡（*Gutenberg*）計算 $I_p = 8.08 \times 10^{44}\, gcm^2$ 及 $I_e = 8.05 \times 10^{44}\, gcm^2$。

如地球爲密度均勻的球，其慣性矩爲 $0.4mr^2$，但實際值比此低，可知地球密度愈深愈大。

【地球之磁位移動】（Magnetic displacement of the earth）

地球在南北向的軸心上向東自轉，其內外核中產生東西向的電流，

而使其磁場具有南北向的極性（圖 6 — 186），但這地磁的極性並不與地軸的方位密切吻合。因爲固體的岩質地殼包於流體的外核之外，當地球向東自轉時，地殼因密度小於鐵質的核心，其轉速較核心爲小，因此而有向西滑動的現象。地殼向西滑動飄移，平均每年達 17哩，於是地球的南北磁極便隨年代的進行而繞著地極不斷變動其原有的位置，稱爲地球之“磁位移動”。磁位移動約 1,600 年環繞地極完成一週，其位移並不以地極爲圓周的中心，故地極與地磁極的重合亦並非絕不可能。在地質年代的記載裏，三億年以前的“志留紀”（*Silurian period*）時代，北磁極在今日的日本附近，而二十世紀的今日，北磁極的位置已移到北緯 76°西經 102°，即今加拿大布西亞半島的附近。而今之南磁極則位於南緯 70°東經 97°，即今澳大利亞附近的羅斯海之處。

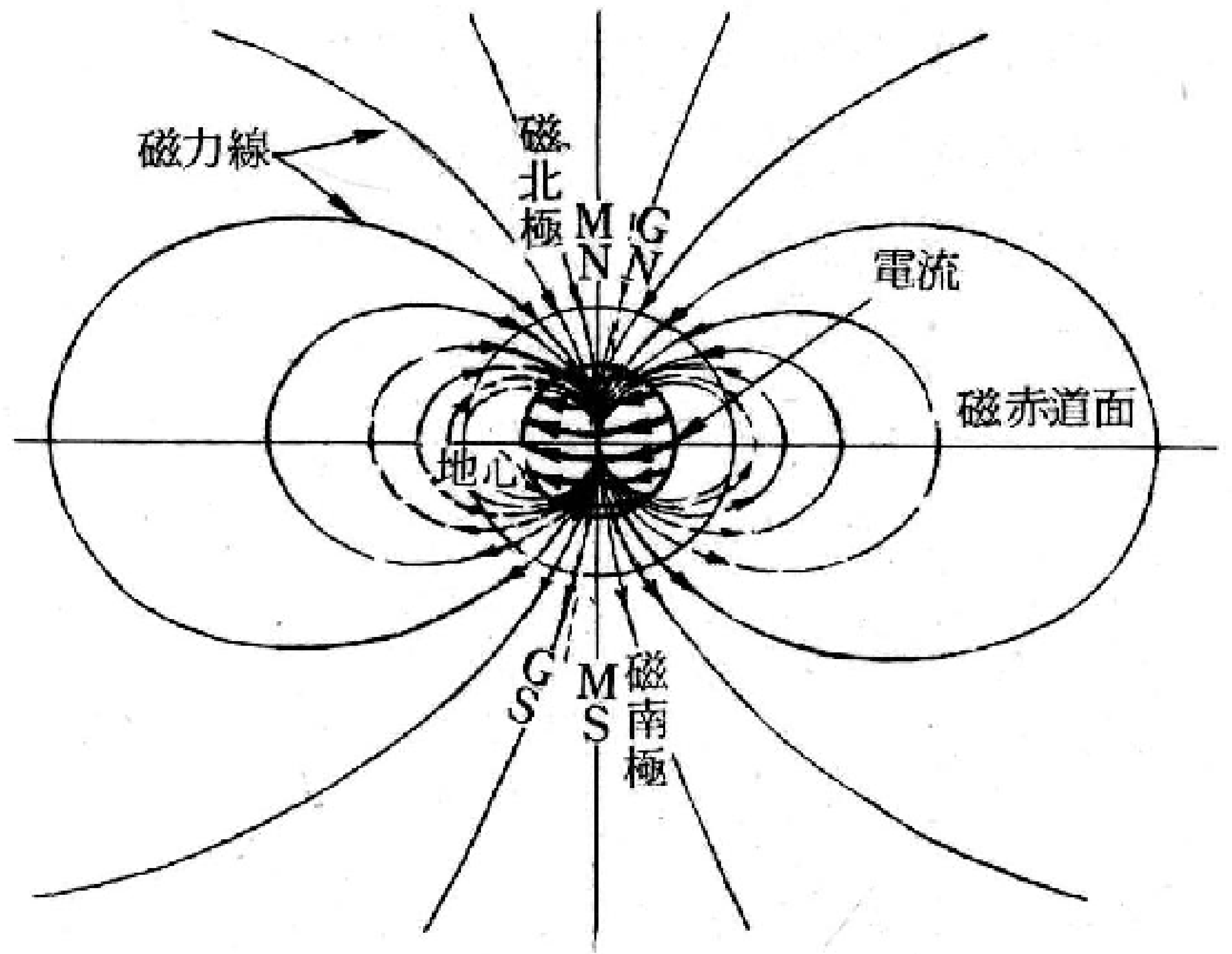


圖 6 — 186
地心之電流與磁場之關係圖

【地球之磁場】（**Magnetic field of the earth**）

地球之具有磁力，是由英國科學家於 1,600年左右最先發現的，至於磁力的分佈圖則於 100 年後才完成。

地球的磁場，由地心向外延伸到太空。在電離層以上的磁場，叫磁力層。由人造衛星測量指出，磁力層不是一個理想的球體（如圖 6 — 187），在靠近太陽的一面，向外延伸至 10 個地球半徑的距離（如圖 6 — 187 中左邊的部分），在背太陽的一面，向外延伸至少有 20 個地球

半徑遠【如圖6—187右邊部分】。以上之測量，分別為探險家衛星10、12及14號所獲得。

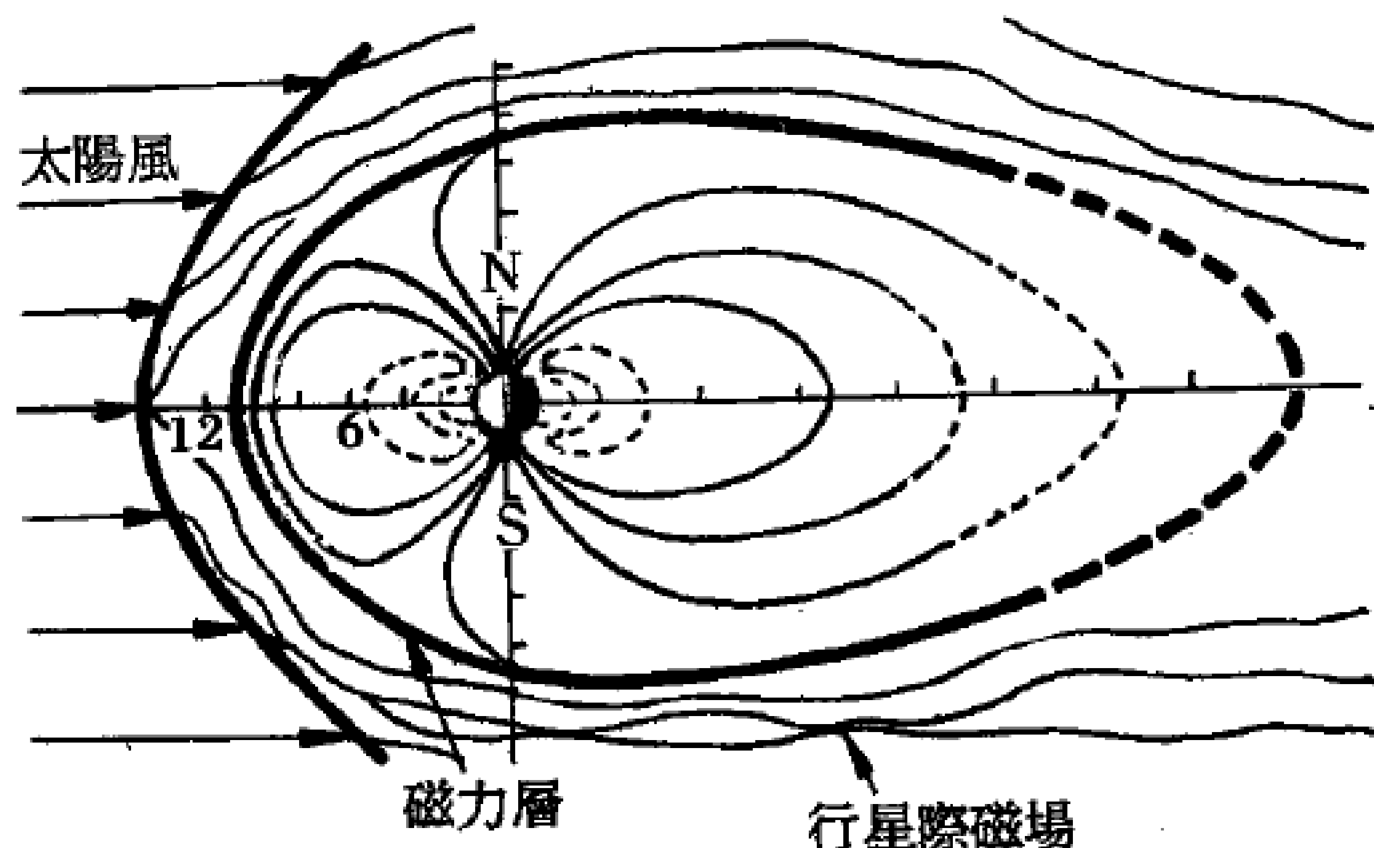


圖6—187

在地球表面磁場高度的不規則，一般言之，是由於靠近地心的磁偶所引起的。地表面磁場總強度的變化，大約在最大值0.7高斯與最小值0.25高斯之間。

引起磁場強度不規則的現象有：

1. 地殼下面的礦床引起的變化。
2. 地球內部電流所引起的變化。
3. 太陽活動與週期的變化。
4. 日週變化值為 200×10^{-5} 高斯。
5. 磁暴所引起的變化值為 $2,000\times10^{-5}$ 高斯。
6. 在5個地球半徑距離以上的太空中，磁場的強度仍然存在。

【地球之質量】(Mass of the earth)

由牛頓萬有引力測定地球質量以前，一個有限大小的物體對一個小而接近的微粒質點的吸引問題，必須先加以討論。其特別重要的是一個球體對於接近其表面的質點m的吸引。假想質量M的球體分成n個等質量($\frac{M}{n}$)的微細的小細胞。每一細胞依牛頓萬有引力法則吸引質量m的質點；接近於質點的細胞吸引力較強，較遠則較弱。這些吸引力的總和為

$$G\frac{m\frac{M}{n}}{r_1^{\,2}}+G\frac{m\frac{M}{n}}{r_2^{\,2}}+\cdots\cdots\cdots\cdots$$

式中r_1，r_2 ……爲由各細胞至質點的距離。於此很明顯的可將這些不同的距離代以平均距離值，即可作爲地球的半徑。所以一個調和的球體（或其密度僅依其由中心至各方面距離而變更）可視其質量均集中於球心而計算之：地球表面上質量m之質點的引力爲

$$F=G\frac{m\times M}{R^2}$$

式中M爲地球質量由上述的解釋，可用一個實驗室實驗的方法以測定地球的質量。如圖6—188爲說明所用測量的方法。

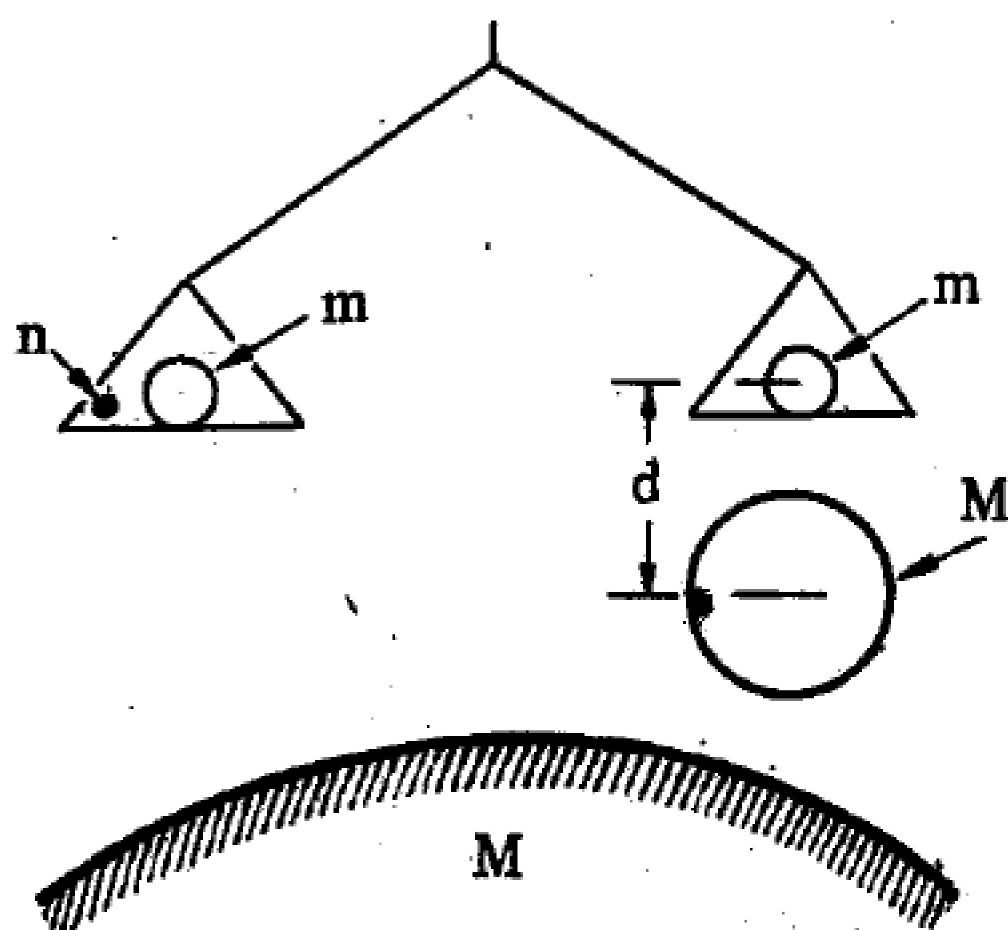


圖6—188
由平均法測定地球質量的方法小質量n由實驗測定之。其目的爲使重質量放置於天平右端之下，以使其平衡。

在一個感應靈敏的天平左右各置質量m而能保持平衡，在兩端質量m和地球質量間的吸引力爲相等，加一M'質量於天平右端質量m之下，則M'及m間引力多產生一種在右端向下作用之附加力。此天平的構造使M'和天平左端各質量間的吸引力可以不計。此時天平爲右端低下，爲使天平再趨於平衡，則在天平左端必須加一小質量n，現在注意對天平所作用的各種力。在天平左端爲地球，質量M和質量m及n間的吸引力。使天平向下作用的全力爲兩種力的總和：

$$F（左）=G\frac{m\times M}{R^2}+G\frac{n\times M}{R^2}$$

在天平右端向下作用之各種力爲由於m和M間以及m和M'間之吸引力，其全力之總和爲

$$F（右）=G\frac{m\times M}{R^2}+G\frac{m\times M'}{d^2}$$

式中d爲M'及m間的距離。一端向下作用之力必等於他端向下作用之力，故現在天平是平衡的，即F（左）$=F$（右）

即 $$G\frac{m\times M}{R^2}+G\frac{n\times M}{R^2}=G\frac{m\times M}{R^2}+G\frac{m\times M'}{d^2}$$

即 $$\frac{n\times M}{R^2}=\frac{m\times M'}{d^2} \qquad (1)$$

在一個實際的實驗中曾用下列的質量和距離：

$m \doteqdot$ 5公斤 $=5\times10^3$ 克（重）

$M'=$ 6,000公斤 $=6\times10^6$ 克（重）

$d=$ 57厘米（長）

另加的小重量 n 應為0.6毫克（$\frac{1}{1,000}$克）或 0.6×10^{-3} 克（重），

因 $R=6.4\times10^8$ 厘米，則由上方程式（1）可求出 M：

$$M=\frac{m\times M'\times R^2}{d^2 n}=\frac{5\times10^3\times6\times10^6\times(6.4\times10^8)^2}{(57)^2\times0.6\times10^{-3}}$$

故地球質量為 6×10^{27} 克（重），卡分地西（*Henry Cavendish*）於1797—1798年最初測量，近代最佳的測定值為 $5,975\times10^{24}$ 克。

【地球內部溫度】（The temperature inside the earth）

以地表溫度梯度1°C／30 m 計，地心溫度可能超過200,000°C。1955年布雷克（*Birch*）估計在大陸下30km溫度約為500°C，1951年古登堡（*Gutenberg*）與1952年傑佛瑞（*Jeffreys*）發表溫度要比此高。地殼下部溫度梯度可能驟然減小。1951年古登堡估計地心溫度不會比2,000°C高。圖6—189係根據布雷克及古登堡作成的。如熱傳導係數依深度之增加與電傳導係數成比例如魏德曼（*Wiedemann*）及富朗茲（*Franz*）所述並如岩石的放射性物之存量依深度而減低，

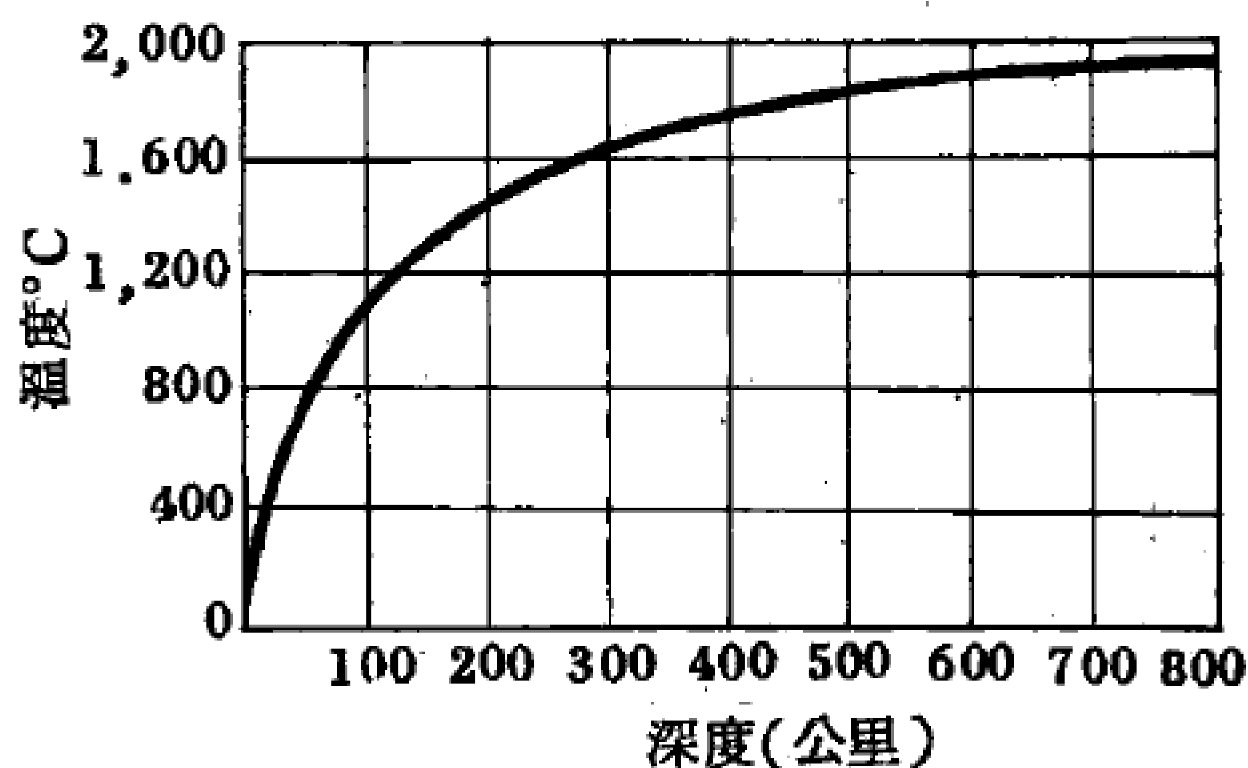


圖6—189 地熱與深度

則此溫度尙爲合理。

溫度變動的問題與地球在某一深度下爲液體的可能性，有著重大的關係。推定在地球內部高壓力之下，分子可能互相拘縛，固態與液態因此消滅，就像在臨界溫度以上氣體與液體不能分別一樣，但無證據可資。

依我們的計算以地溫梯度 0.14～24.8°C/100m 爲準，得在各不連續點及地心之溫度如下：

地殼地套界面	d = 33 km（平均）	T = 773°C（平均）
地套地心界面	d = 2,900 km	T = 4,672°C
內外心界面	d = 5,100 km	T = 6,200°C
地心	d = 6,400 km	T = 6,400°C

在實驗室就可知物質無法在離地面數十公里下之溫度、壓力條件下重複實驗。有些礦物曾經在相當於 300 km的壓力，也有在相當於900 km 的壓力下試驗，但溫度尙不夠高。而且缺乏對岩石內所含水分量的正確知識，致使溫度更不準確。地球內容成分與隕石相同的假定，可用密度依深度的變動及地球內地震波的傳播來檢查，結果認爲合理。

火成岩粗粒結晶性即顯示地球內部多半是液態。火山的存在也可證明。熔岩的溫度有如表：

火山熔岩溫度表

火　　山	溫度　°C
夏威夷（*Kilauea*）	1,200
拿頗里（*Vesuvius*）（1904）	1,100
拿頗里（*Vesuvius*）（1913）	1,200
西西里（*Stromboli*）（1901）	1,150
西西里（*Etna*）（1892）	1,060～1,300
日本櫻島	1,048
日本大島	1,200～1,300
墨西哥（*Paricutin*）	1,200

熔岩內含有揮發性物，其熔點降低，故岩石在地球內可能以較低溫度熔化成液態而存在。

【地球赤道】(Equator terrestrial)

垂直於地球極軸將地球分爲南北兩半球的平面，從此平面開始計算南北緯度。

【地球物理常數】(Geophysical constant)

應用於地球物理上有關定律或量之定值數者稱地球物理常數。

【地球物理學】(Geophysics)

地球物理學之西名，係來自希臘，原意即爲地球之物理學。最先使用此名詞者爲德國。

在英國方面，此名詞首次出現於1881年費舍(*Osmund Fisher*)所著之"地殼之物理"(*Physics of the Earth's Crust*)一書中，發展至今，地球物理已成爲專門學問。

地球物理學研究之範圍爲何？據1925年出版之"*Zeitsehrift Für Geophysik*"一書列擧如下：

1.地球之運動及組成——如地球公轉、歲差、變化、地極變動、地球質量、形狀、密度、彈性、內部質量分配及均衡等。

2.變形——即固定偏差及振動，如地殼之高低、摺疊、山嶺、冰封及冰河(*glacier*)之變動、火山作用、大氣潮汐(*tids of atmosphere*)、海洋潮汐、陸地潮汐、空氣及水之波動及流動、地球彈性變化及地震狀況等。

3.地球電流及磁場——磁場內在之持久力、磁場之分佈及目前之變動、磁場內部及其變化、地球電流及極光、大氣電學如地球海洋大氣之放射性等。

4.與地球及大氣有關之宇宙線物理學——地球之歷史、地球之起源、地殼之形成、太陽常數、地球及大氣對於光和熱及無線電波之輻射

、地球輻射與地球電流及磁場與太陽活動之關係、氣候變化、宇宙射線等。

基於上述，地球物理學所涉及之範圍極廣，與許多科學有密切關係。

【地球構造力之來源】(Source of the earth constructive energy)

沉積(*sedimentary*)與風化(*weathering*)改變地表載重引起等衡調整(*isostatic adjustment*)，除非有新的大陸巨塊上升以返童，勢必達到平衡。地質紀錄指示在地史上雖不完全如此，高山曾經在某地或他地存在。有一種或數種作用能阻止平衡，爲何且容我們由能量來源考慮。在漫長地質年代，激烈的過程不斷的反覆發生，能量必由貯在備用的貯器供給。從地球表面上可以看到幾個可能來源。

1.地球自轉所含的能量，在赤道上一點轉動速度爲 $0.46km/sec$，平均密度 $2.67g/cm^2$ 的物質，其運動能爲 $2.8\times10^9 ergs/cm^3$。地球對太陽的公轉及月球對地球的公轉都發生能量的貯藏。地球的自轉速度由潮汐摩擦而降低，由地球自轉動量的傳達至月球公轉的能量約爲 $1.5\times10^{19} ergs/sec$，結果發生對大陸質量一種向西的壓力。所包括的應力是小的、週期的，並不均勻分佈的，但經長時間積存結果，其影響可能很大。結果地球自轉速度降低，引起離心力的降低，致使赤道腰成無支持狀態而容易沉降。等衡是不斷的調整地球形狀，使其適合自轉速度之變化。

如地球自轉軸按其全體而偏移，則地表高度調整至新的平衡，必有大的力量加入作用。地下可塑性(*plastic*)內部將保持依自轉軸所定之一般球形。地殼很硬，其態度稍有不同，受應力至破裂爲止，大塊陸地與海底沿所生斷層發生重疊(*overlap*)，在他處可能沿裂縫生出裂口。地球自轉軸的變動是承認有過。自轉軸與地形軸分別變動高至0.3秒弧度，在地表上約 $10m$。也曾經觀察過緯度的長期變化，北極向北美

洲移動，每年0.0062秒弧度即5,800,000年1度 。也有地球自轉速度小的不規則變化，這些變動與地磁的變動有相互關係。其解釋爲地心(*core*)與地套係以電磁力連結 ，其間有種相互運動，如此則地球磁場可能爲構造力一些能量的來源。除去海水的潮汐(*tide*)以外，固體地球及大氣的潮汐也存在。潮汐、潮汐波及氣壓擾亂都有應力而引起陸地上升0.05秒弧度，這證明地球是不斷的柔順以適應如此小的應力。

2.因地面高低不同地球自轉的直接結果，生出離極漂移力(*polfluchtkraft*)。假想在同一緯度二個單位切斷面積，且地球大致是球，半徑都垂直於表面。如每柱的質量爲m，地球的角速度爲ω，則兩柱離心力之差爲：

$$\Delta F_{vert} = m\omega^2 \Delta R \cos^2\phi$$

$$\Delta F_{horiz} = 0.5\, m\, \Delta R \sin^2\phi$$

ΔF_{vert}爲似地體的畸變結果，但ΔF_{horiz}必被支持在岩石強度之下。離極漂移力在緯度45°最強，其值爲$2.66\times10^{-9}\,dyne/g\cdot cm$ 重心高度差或$1.33\times10^{-9}\,dyne/g\cdot cm$ 標高差，走向赤道或兩極此力降低。

3.再一個能源是太陽，太陽能對於地球的作用甚多，能控制地表溫度產生凍結及熔化，對於岩石加力有特別效果。生出的力量在風化很重要，太陽的蒸發有時把內陸湖水蒸乾。又以雪的形狀造成冰河，於更新世生成地殼主要的變形。假定冰的密度平均$1.0\,g/cm^3$，岩石的爲$3.0\,g/cm^3$，則冰河能將地殼壓下其厚度1/3，此應力多半因等衡調整而解脫。

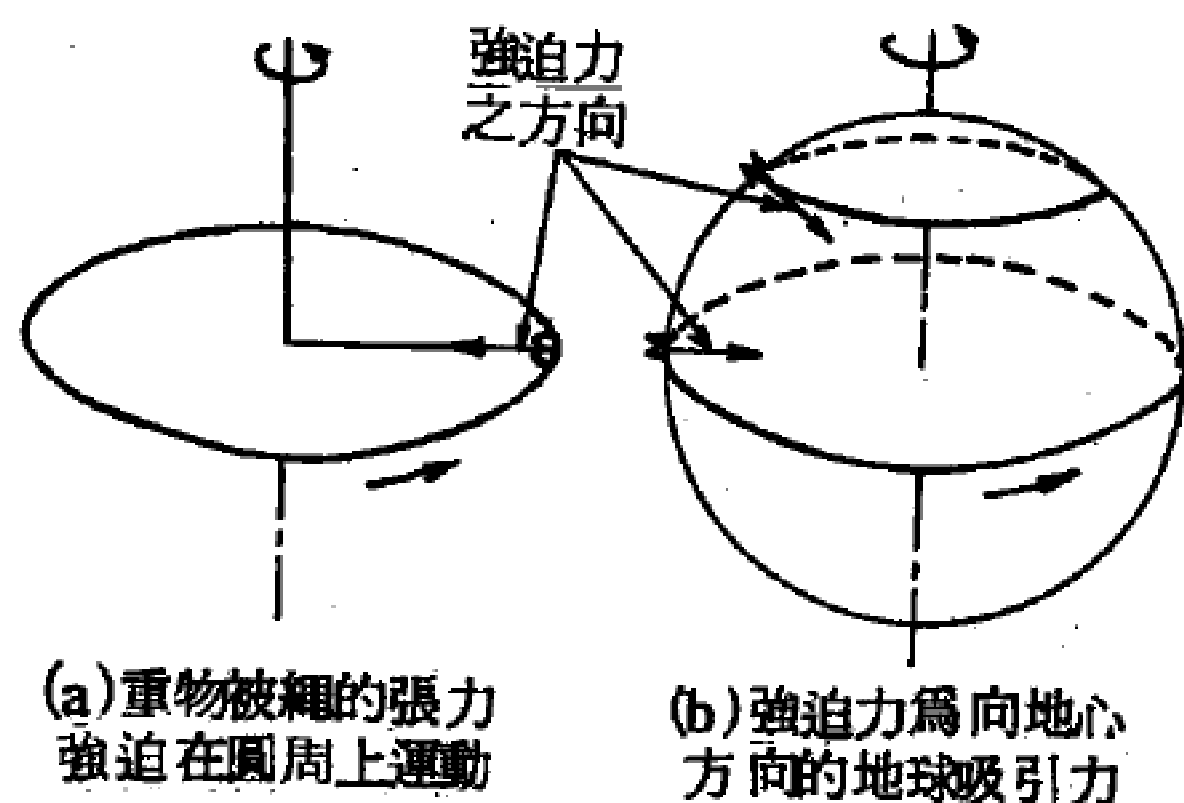
4.地球本身的重力能吸引隕石，也可看成爲構造變形能的主要來源。重力在地球內部生出壓力梯度(*pressure gradient*)。因此壓力岩石便再結晶成較密的，當周圍岩石填充餘下的空隙，而生應力節。

5.當地球失去其原來熱量時，同樣的收縮也要發生。這樣的程序如果發生即爲構造力的主因之一，這能量來自地球的熱及重力雙方。一個長1,000 km花崗岩柱冷卻 50°C將要收縮 400m ，水平方向也將如

此收縮。當岩石溫度增加將生有力的應力向外壓迫周圍岩石。放射性物蛻變能可使此過程繼續數十億年，如其分佈得當。因此放射性物之蛻變能實爲解釋構造變形能量之主要可能來源。由地球表面脫逃的地球熱量約爲 6×10^{12} *cal/sec* 或 2.5×10^{20} *ergs/sec*。

【地球緯度之變動】(Variation of the latitude of the earth)

如圖6—190手持繩一端廻轉，如繩忽斷，則他端如有物體必向廻轉的切線方向飛去。但地球自轉時，其表面上的質點所以不能飛去，乃因這些質點爲地心引力所吸引。在赤道上的山岳，其作用如圖6—190(*a*)所示的重物，在北緯度處的山岳，爲地球的一部分，沿小圈而自轉；強迫力有一分力，使地球向反時鐘方向運動。在空中的自轉軸仍保持原來方向而不變動。



(a)重物被繩的張力強迫在圓周上運動
(b)強迫力爲向地心方向的地球吸引力

圖6—190 作用於廻轉物體的強迫力

此外尙有一種使地球上所有物體向赤道運動之餘力(*residual force*)，如圖6—190(*b*)或稱微力存在。這種餘力作用於可塑體的地球本身，強迫使一些過多的質量進入赤道面內而成爲赤道突出的現象。

但若將一些物質加於地球表面上赤道以外的各處，則此餘力將再使這過多的物質運向赤道面內。牛頓在其所著原理一書中敍述一球體，如接受外力衝擊而自轉運動時，則其自轉軸或軸的傾斜度永不能由自力而變動；其中所能發生的現象爲球體本身對於軸的關係位置有所變動而已。因造山運動過程及地球內物質的重行排配，其所含物質相當的小，約在 10^{20} 克級的質量，而在赤道突出質量比此質量約大十萬倍，這種要想把赤道面突出質量移去的趨向是十分微小的。最後結果爲地球對於自轉

軸（在空中方向仍不變）成為一種搖擺的運動，這運動可分解為兩種主要而均一的圓周型運動，一為具有14個月的週期，其他恰為一年的週期。後者為由空氣等擾動的短期變動所發生的一種力的擺動。14個月週期為地球的擺動的自然週期（類似於擺的自然週期），其理論曾為尤拉（*L. Euler*）和牛康（*S. Newcomb*）所解釋。

在地球物質分佈中常有如地震的變動，這可能由於在不規則時間間隔內地球內部物質有時發生推向這一方向，有時則推向另一方向。這現象與自由擺由各方向而來的小而不規則衝擊情形相類似。擺開始在其自然週期中向前後擺動時，此擺受到另外由各別衝擊所發生微小而不規則的擾動。地球對其自轉軸而轉動，因此地球上任何一點的緯度亦必遭受變動。這種緯度變動自1842年後有數個天文臺經常作此種觀測（國際緯度觀測）。

圖6—191顯示如果*A*點緯度增加，則*B*點緯度將減少相同之值。自轉軸在太空中的方向雖不變動，但在地球表面上各點在不同時期內曾與自轉的極相重合。此因緯度的變動有時解釋為極的游蕩。

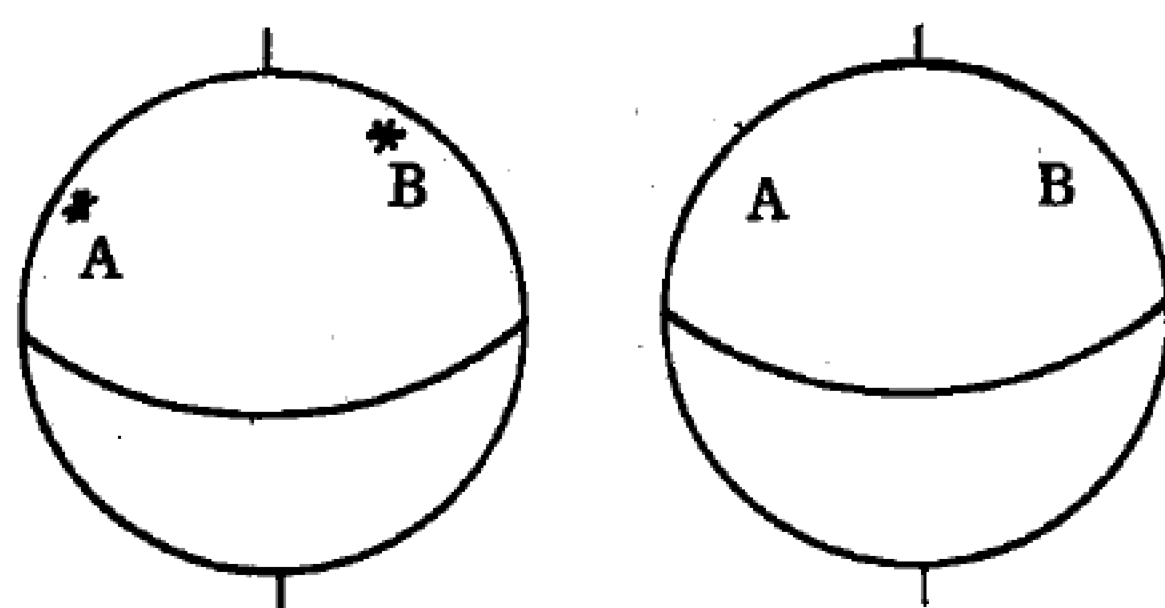


圖6—191　緯度變動

在地球上一點緯度變動的測定，為在任何自然學中最準確的測量方法之一種。在不同時期緯度的差異，可以0."01（約30厘米距離）準確度測定之。如圖6—192為1954.0至1959.2年間極的游蕩。

自第一次緯度變動的觀測以後，而知兩極移動的距離為在15公尺（50呎）左右。但在地極的早期歷史證明其離開現在北極位置數千哩外。

約在500萬年以前，北極位置約在夏威夷島附近，離開現在位置數

千哩之遙。

曾有人以磁極移動或與極的移動有關；而極的移動或與氣象有關，均尚在研究中。

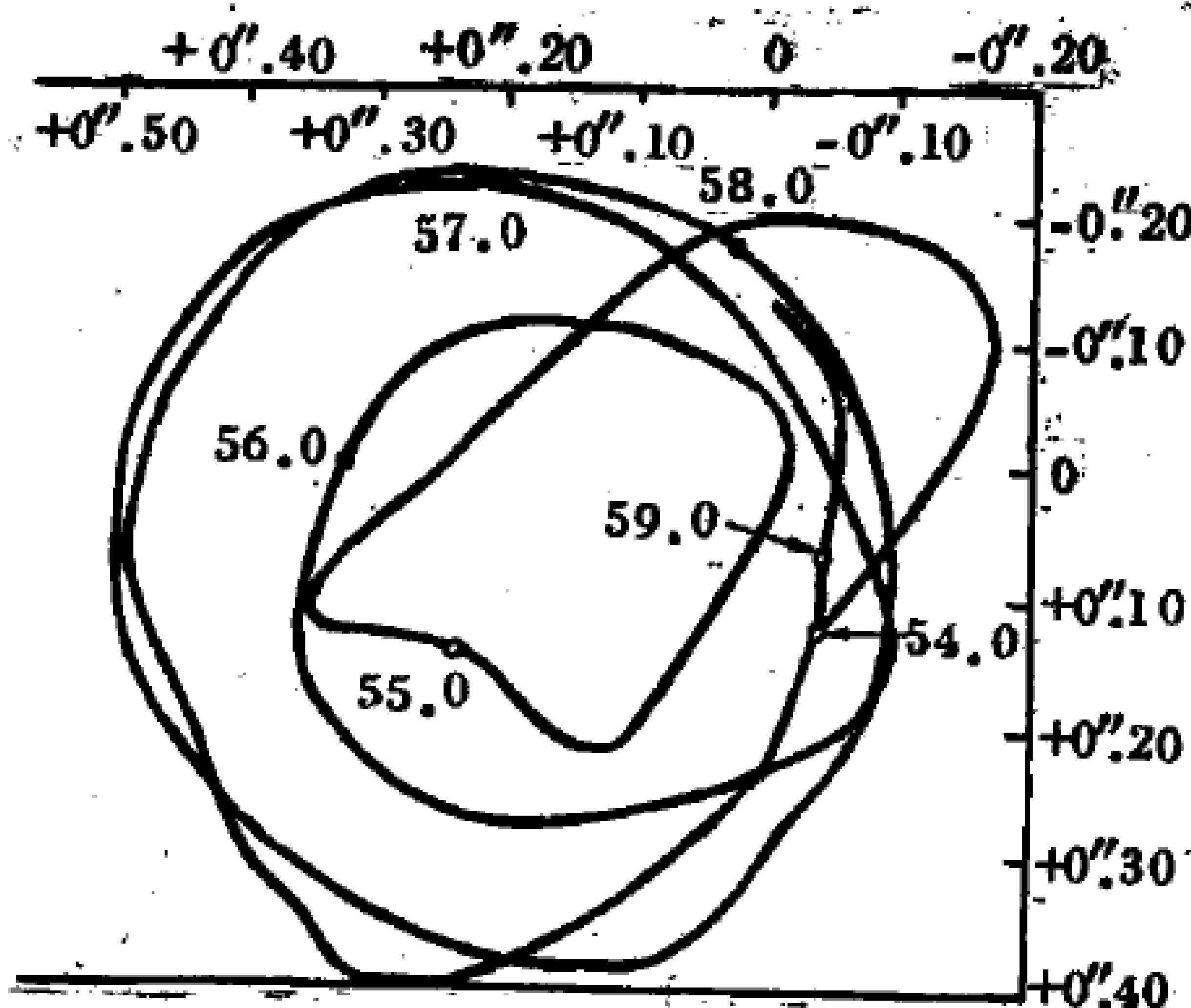


圖 6 — 192　北極的游蕩（1954.0 — 1959.2）
地球自轉軸在空中位置仍爲固定不變，但地球面上各點在不同年份內曾與北極相重合

【地球磁極】（Earth's magnetic pole）

地球南北兩端所具有磁力之極。

【地球繞太陽之角動量】（Orbital angular momentum of the earth）

地球的質量爲 5.98×10^{24} 仟克，其與太陽之平均距離爲 1.49×10^{11} 米；另外，地球繞太陽之週期爲 3.16×10^{7} 秒；因此地球繞太陽之平均角速度爲

$$\omega=\frac{2\pi}{T}=\frac{2\pi}{3.16\times10^{7}\text{秒}}=1.98\times10^{-7}\text{秒}^{-1}$$

爲了簡單起見，我們可假定地球繞太陽的軌道是圓的。於是知地球繞太陽之角動量爲

$$L=mr^2\omega$$
$$=(5.98\times10^{24}\text{仟克})(1.49\times10^{11}\text{米})^2\times(1.98\times10^{-7}\text{秒}^{-1})$$
$$=2.67\times10^{40}\text{ 米}^2\text{仟克秒}^{-1}$$

【地軸】（Axis of the earth）

地球南北兩極間的直徑叫做地軸。地軸與地球軌道面並不垂直，約成 66.5 度的角。由於此地軸的傾斜可產生四季寒暖的變化。這傾斜的度數，會經長時間而略有變化。

【地殼】（Earth crust）

地殼也叫岩石圈。組成地殼的岩石，一般可以分三大類：火成岩（岩漿岩）、水成岩（沉積岩）、變質岩。地球內部的溫度很高，岩石都已變成高熱的岩漿；如果這些岩漿噴出地面或由於其他的原因逐漸冷卻，再凝結成的岩石，就是火成岩。它生成之後，經過長時間的風吹、雨打、太陽曬，以及其他種種複雜的化學作用和生物作用，逐漸崩毀而破裂，變成碎石和泥沙。當它們被流水搬運到海底或其他地方沉積下來以後，再經過長時期的壓力和膠結作用，又變成了一種新的岩石，便是水成岩。變質岩石的情況比較特殊，不論是火成岩或水成岩，生成之後，如果再碰上火山、地震等劇烈的地殼運動，受到了高熱和高壓，就會改變了它們原來的結構形狀和成分，成為另外一種新的岩石，就是變質岩。例如，石英岩是砂岩受高熱高壓而變成的，大理石就是由石灰岩的受熱和受壓變成。

地殼又可以分成三個不同的層次，就是沉積層、花崗岩層和玄武岩層。沉積層多數分佈在地殼上層，而且是斷斷續續的。有沉積層的地方，厚度也不完全一樣，最厚的地方可以達到十五公里。在沉積岩石的下面就是花崗岩層，這一層的厚度比沉積岩層稍大，一般在 40 公里之間，通常多分佈在陸地下面和淺海地方的基底上，只有在一些沉積層的地方（如印度半島和加拿大等古老陸地），才露出在地球表面上。玄武岩層是分佈在地殼最下面的一層。這一層距離地面較遠，只有在大洋深處，有些地方裸露在海底，厚度可達 30 公里。

從以上的情形可以看出：整個地殼的厚度，在各個不同的區域中也有很大的差別。比如，在歐洲有許多地方厚度只有 30 公里左右；但在中亞細亞的高山地帶，平均可達 70 公里。一般來說，整個地殼的厚度大約是 33 公里。如果拿地殼的厚度和地球的半徑（約為 6,370 公里）比較起來，那顯然是太薄了。所以有人說，如果地球是個大蘋果，那麼地

殼連蘋果的皮也比不上。不過由於地殼包圍在地球的外面，人類和大部分的動物就生活在上面，我們從地下開採出來的各種礦產，也存在地殼裏面，所以地殼和我們的關係是最爲密切的。

另外，雖然組成地殼的岩石種類很多，成分也各不相同，但是總括看來，構成這些岩石的成分，主要的就是氧和錳，另外還有鋁、鐵、鈉、鉀、鎂、氫和一些放射性元素等。根據科學家的研究，整個岩石圈的成分（以重量計算），氧約佔 49％，錳約佔 26％，而其餘的元素合到一起，才佔 56％左右 。它們只有在某一個區域裏面集中起來，形成礦藏，才有開採的價值。

關於放射性元素（如鐳、鈾等）的情況又比較特殊一些。雖然它們在地殼中佔有的數量極少，但它們在崩解時所放出大量熱能，卻是地球深處的能——地熱能的來源，而且與地殼形態的變化、火山、地震和海嘯等變化有密切的關係，所以也值得我們特別注意。

假如地球沒有了地殼，任何動植物都不能適宜的生存，甚至於沒有高山流水，將如火星一樣冷冰寂寞，不過是一顆大石頭而已。

【地殼之溫度】（Temperature of the crust of the earth）

詳閱“地溫（*Temperature of the earth*）”條。

【地殼等衡】（Isostasy of the crust of the earth）

當我們考慮世界性鮑格爾異常，發現在一區域平均標高與計算的重力異常有系統的關係。高處重力比平均低，在洋上比平均高。同樣的差異應該發現在鉛錘與鉛直線的偏差，即山嶽對鉛錘有引力，但結果並不如由山嶽質量所想像的那樣高。這實因在高處下面岩石密度比平均密度低，而洋底下的比平均高。

鮑格爾重力與標高的實測關係，如假定在地球任何地區垂直柱內都有同重質量，則

$$\int_0^R g\rho dh = \text{常數}$$

式中R爲地心至地表距離，g爲重力，ρ爲岩石密度。如在地下於半徑R_c處有補償線，則地球由同心之等成分殼構成，即

$$\int_{R_c}^{R} g\rho dh = 常數$$

如R與R_c相差不多，作爲第一近似重力與深度及緯度之變動，可以忽略，而g可以當作常數處理（g與緯度變化僅0.5%，在上部100 km深度僅增加0.5%）。岩石密度變化雖然很大，實測鮑格爾異常可以由1859年蒲拉特（*Pratt*）提議的簡單密度的分配來解釋（圖6—193）。即地表爲一個岩石柱可以看成爲均一密度，其密度等於在補償線以上柱內各岩石之平均密度。此密度可以計算：

$$\frac{\rho_n}{\rho_o} = \frac{H}{H_n} = \frac{H}{H + h_n}$$

式中ρ_n爲升高海面h_n任意柱的密度，ρ_o爲頂點在海面之柱的密度，H爲補償線的深度，如h_n常比H小得多，則ρ_n變動很小。

在補償線及水準點（通常以海面爲準）間之柱的質量M_n，因在其上的B_n質量將要降低。在計算鮑格爾異常，B_n對重力異常的影響要算在聯合地形校正之內。爲校正M_n的當量質量損失，有另一校正，叫做等衡校正。一般來說等衡校正很近似地形校正，只是所含質量的標高不同而已。從鮑格爾異常減去等衡校正，其差爲等衡異常（*isostatic anomaly*）。

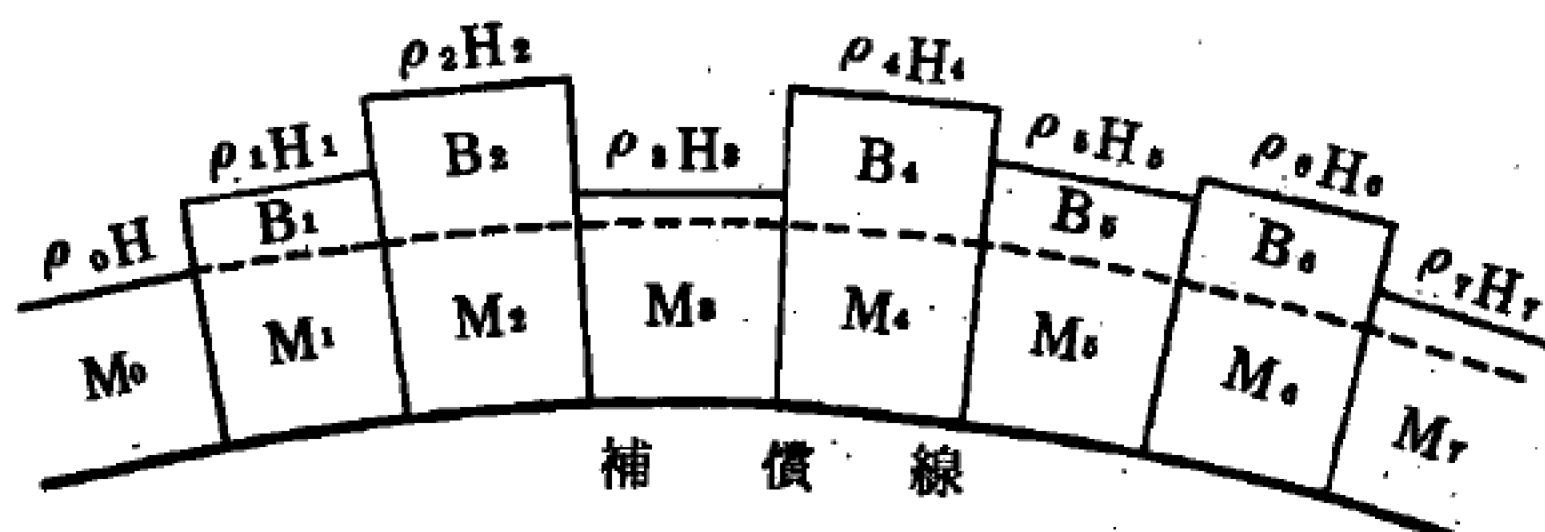


圖6—193　蒲拉特之等衡補償說

蒲拉特假說的補償線的可靠深度爲96 km，全世界性等衡異常約爲19*milligals*。等衡異常不爲零，即表示蒲拉特的設想並非完善的近似。從地質及地震的研究，知岩石的分佈相當複雜，在山下有低密度的根，在洋下有很薄或無花崗岩層。

艾瑞（*Airy*）假定在補償線上任何柱之密度並非均勻，就像很多木塊浮在水上一樣，木塊愈大，露出水表愈高，地殼由多數密度一樣厚度不同岩柱而成，漂在較重的地下層上面。黑斯肯南（*Heiskanen*）又假定地塊爲由不同長度不同密度而成，卽聯合蒲拉特與艾瑞假說，並承認深度增加密度也增大的理論。

依據上述討論，得到一個等衡定律（*law of isostasy*），簡述之如下：所有地球表面大塊陸地，有上升下降趨勢，如時間許可，除非因局部應力而平衡受到阻止，其質量皆以流體靜力受支持於下部地層。所謂等衡與靜水力平衡有關但永不會達到，常用以表示調整的一般現象。因不能表達眞正本性，只能了解其意義用以表示平衡狀態。

任何異常都不能用合理的密度分佈說明地球距等衡平衡之距離，因一般都很小，並有例外。不在平衡處，地球是在受應力。爲異常存在，一定有種力量支持著，使地球在這種狀態，重力變動的大小可爲量此力的一種尺度。

【地殼補償】（Compensation of the crust）

因風化侵蝕所構成的質量傳送，必得由地下物質流入以補償。一般是地下深度愈大，密度愈高，由地下流入之物質，必較由表面送走者少。例如 1 *km* 密度 $2.7 g/cm^3$ 之花崗岩，由山上被侵蝕而去，沉積在山谷成爲 1.13 *km*密度 $2.4 g/cm^3$之沉積層。此時由地下深處輸入之物質，如係密度 $3.0 g/cm^3$ 輝長岩，只要 0.90 *km*，如係密度 $3.3 g/cm^3$純橄欖岩，只要 0.82 *km*卽可。山的高度只縮小0.10 或0.18 *km* 而山谷要塡高 0.23 或 0.31 *km*。如此山谷的標高差減少，傳送的速率也降低。如無另外原因阻止其達到平衡，則億萬年後經不斷侵蝕沉積，地球表面將全部變成海洋，沒有一個島嶼，幸而這個平衡永未到達。有人說地下輸入物質與表面物質同一密度，卽地下數公里之沉積物和以前構造岩石有同樣密度，此乃因深度增加地溫上升而起變質之故。

【地區垂直線】(Local vertical line)

在某一點上地心引力的方向。

【地溫】(Temperature of the earth)

地球具有本身的熱量;但對於地球表面,卻未能有多大的影響,因此,也就無法對於大氣有任何的加熱作用。反之,由於地層鑽孔中及礦坑中測得的溫度所顯示,則每當我們設法接近地心時,其溫度總是有規則地向上增高的。

根據德國各地實測之結果,凡是位於約1.3米的地下深度,該處就可以不受每天溫度變化之影響;位於20～25米的地下深度,則該處便可以不受一年之中溫度變化之影響。位於較此更深之地層,則該處僅只受到地球本身熱量的影響,因此,愈是深入,溫度便愈是增高。所謂地溫的分層深度,我們指的乃是可使溫度增加1°C的入地深度。這一數值,差不多是位於30米與35米之間。

【地電流】(Terrestrial current ; Earth current)

大約每日磁場變動的三分之二因素是因外部的來源。剩下的三分之一是因電流自己在大地中流動結果。

由經驗知道,如想找出一合適的地球模型,來計算地球內供給地磁變動的電流,這是非常困難的。最簡單的解釋為一個250 km 厚的不導性表面層蓋在阻力2.7×10^{3} $ohm\cdot cm$的內層上。這確是一個過於簡單的模型。阻力可能依深度連續的減弱,在地殼下有些迅速減弱的格式,在解釋觀測值上是必要的。由地電流的觀測值知其隨太陽在地球上轉動 並知其至少分配在數百公里深度。除去岩石電導度變動而引起的水平電流的局部偏轉之外,垂直電流在地球表面上尚未能成功的檢查出來,也可能因為觀測數據尚欠詳細。全世界性電流格式的非週期性部分,在地表尚未檢查到,這並非說沒有,乃是因測量電極的局部電勢及接觸電熱而難以觀測。

【地電報】(Erdtelegraphy)

地電報是利用地球的導電能力。這種通訊工具現在已無實用價值；但其物理意義頗爲簡單且富教育意義。

圖 6— 194 中的蜂音器 *Su*，係經由導線與金屬棒 St_1、St_2相連；二者釘入地下，相距約爲20米到 30米。另將電池組 *E* 接入，以爲電源。如將 St_1 接於電源之正極，即有電流由此經地面流向 St_2，且因電阻之不同而分爲若干伸張很遠的支流 1、2、3、4、5 等等。金屬棒 St_1、St_2之間的距離，稱爲發報基線(*sendebasis*)。圖中之 *B* 代表一距發報站不遠之戰壕中的收報站；St_3、St_4 之連線爲收報基線，其方位與發報基線大致平行。來自蜂音器的某一支流經過 St_3、St_4，能使接於此一基線中之聽筒發生與電流變動相應之聲音。如藉發報站的電鍵 *S* 之助發出長、短之蜂音，此種蜂音即可在收報站的收話器中予以收聽。收到的聲音訊號，相當於莫斯電碼的線與點。

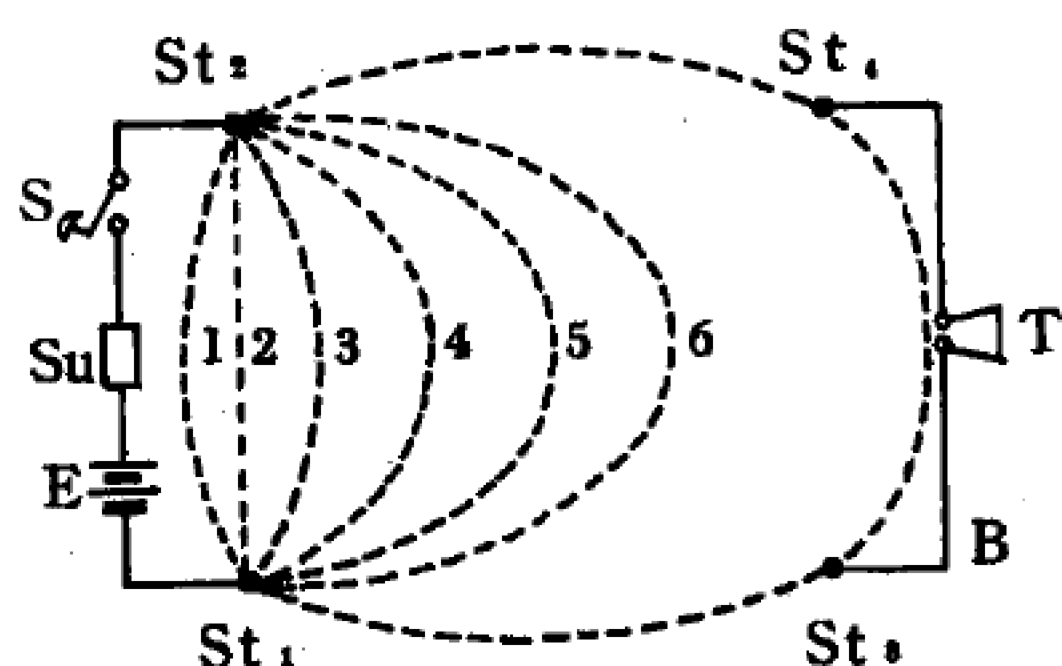


圖 6—194　地電報

地電報的傳訊範圍當然是有限的。儘管如此，仍無妨於第一次大戰中的士兵們用以保持其通訊連繫；如遇情況良好，通訊距離往往可達數仟米之遙。又收報站金屬棒 St_3、St_4 插入之電流支路上的兩點，其間之電壓降或電位差應儘可能的大。最佳的選擇是令收報基線 St_3、St_4 與發報基線 St_1、St_2 大致平行。

【地網】(Counterpoise)

這是與大地絕緣而位於天線之下的導線系統。地網常常在發射臺中用來代替地線。在接收方面，地網用得很少。凡地方上難有較好的地線時，採用地網代替是頗合理想的。

【地磁】(Terrestrial magnetism)

地球的磁場及其變化。1600年英國物理學家吉伯(*William Gilbert*)首次證實地磁的存在。

地磁場主要是源自地球內部，其影響範圍達數個地球半徑之遠。地球本身相當於一大磁鐵，其地磁北極在地理的南極附近，且地理的兩極之位置與地磁兩極稍有差異。與工業或實驗室所用之磁場比較，地磁強度非常微弱(赤道處爲0.3厄司特，兩極區爲0.6厄司特)；因此，地表任何地方的羅盤針受小磁鐵的吸引立刻會偏轉。

通過地磁磁軸之鉛直平面稱爲磁子午面，其與同地的地理子午面之夾角稱爲磁偏角。各地的磁偏角不一定相同，欲知該地的眞正南北方向，則須先知該地的磁偏角。

用軸支住磁針重心，使此磁針可自由轉動，在磁子午線方向之鉛直面內，可與水平面成一定的傾斜，其傾斜度因地而異，在北半球時，磁針的N極向下，愈北傾斜的角度愈大，在地磁南極處，則鉛直向下。在南半球時，則磁針的S極向下，此傾斜角度稱爲傾角。

地磁的磁場強度亦因地而異，其在水平方向的分量稱爲水平強度，通常以H表示。在鉛直方向的分量稱爲鉛直強度，通常以V表示，如某地的地磁強度爲I，則

$$H = I\cos\theta$$
$$V = I\sin\theta$$

式中θ爲該地的磁傾角。

地磁的水平強度，與該地的磁偏角及磁傾角，合稱地磁三要素，爲確定各地地磁強度的方向及大小的必要條件。

地磁場時時都在變化，其主要變化有：

1. 每日變化——羅盤針在幾分之一的角度內每天往返變化一次。磁強變動約2×10^{-4}厄司特，這與太陽和月亮所引起的大氣潮變有關。

2. 每歲變化——以一年爲週期，其變化較一日之變化小很多。

3. 長期變化——這種變化的週期長達幾個世紀之久。磁針偏差角變化好幾度。地球上這種變動場有好幾處中心，叫等磁變中心，此處變動最劇烈。

4. 無規變化——遇到"磁暴"時磁針會突然發生很大的偏轉（爲期約二天），最大磁強變化 10^{-2}厄司特。這是太陽黑子活躍期中，由太陽射來的導電氣體與地磁場作用的結果。

【地磁之變化】(Change of terrestrial magnetism)

詳閱"地磁（*Terrestrial magnetism*）"條。

【地磁赤道】(Magnetic equator)

磁傾角爲 0 之各點的連線，又稱爲無傾線（*aclinic line*）。

【地磁偏角】(Magnetic declination)

地理上南北極與磁針向所成之角。

【地磁紊亂】(Disorder of terrestrial magnetism)

地球的磁場，急激變化的現象。如磁針突然不指北，磁力突然增強，或突然變弱。地磁紊亂的原因，是太陽面發生爆發時，飛出帶電的微粒子，像雲似的擁向地球，並圍繞地球四周，因此地球的磁場就起變化。它較電磁波而起的地磁干擾現象，約遲一天發生，所以在廣義上，亦把地磁干擾包含在地磁紊亂中。

【地磁場】(Field of terrestrial magnetism)

地磁場可以近似的繪成一個簡單大磁雙極，在地球中心，但不正通過中心。地磁軸與地球中心距離 1,200 *km*，在1947年，磁北極是在北緯 73°，西經 100° 處，而在 1945 年，南極約在南緯 68°，東經 146°處，位置並無固定。在 1922—

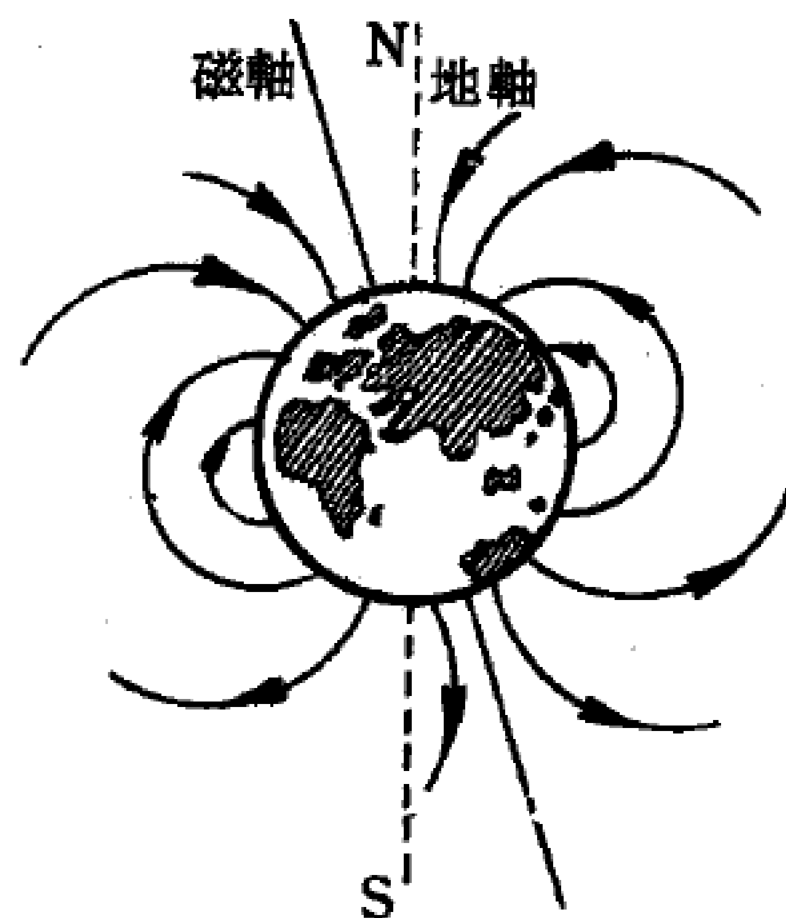


圖 6—195 地磁場

1945年地磁北極向西北方向移動了數百哩。在地球表面任一地點磁場可用強度及方向表示。

【地磁傾角】(Magnetic inclination)

磁針與水平線所成之角。

【地磁感應器】(Earth inductor)

用以測定大地磁場強度之儀器。

【地磁感應羅盤】(Earth inductor compass)

這種方向指示器是依賴發電機磁場和地磁場的關係。發電機的電刷由管制器定置在某種航向時，則飛機在航向上飛行無電流發出，而測電表的讀數為0度。設偏出規定的航向，測電表則向左或向右表示偏差的度數，由此可知飛機航向或左或右的偏出。

【地磁圖】(Magnetic maps)

在地圖上，繪畫曲線以聯合地磁情形相同之點，則得地磁圖。

【地磁儀】(Magnetometer)

其可分為：

1. 磁通門地磁儀(*flux-gate magnetometer*)——在小地區內磁場的仔細研究都用磁通門地磁儀。最著名的是灣磁通門地磁儀，其主要部分為一磁通門，如圖6—196。有二相等的高導磁係數鐵芯以相等的線圈相反的纏著，當交流電通過線圈相互以反對方向而被磁化。若另有磁場存在，如地磁場，則將增加一線圈的磁通量而減少他一線圈的。結果通過二線圈的電壓降低即生差異。此差異的大小乃與不變場成比例，如此則由磁通門的二半間

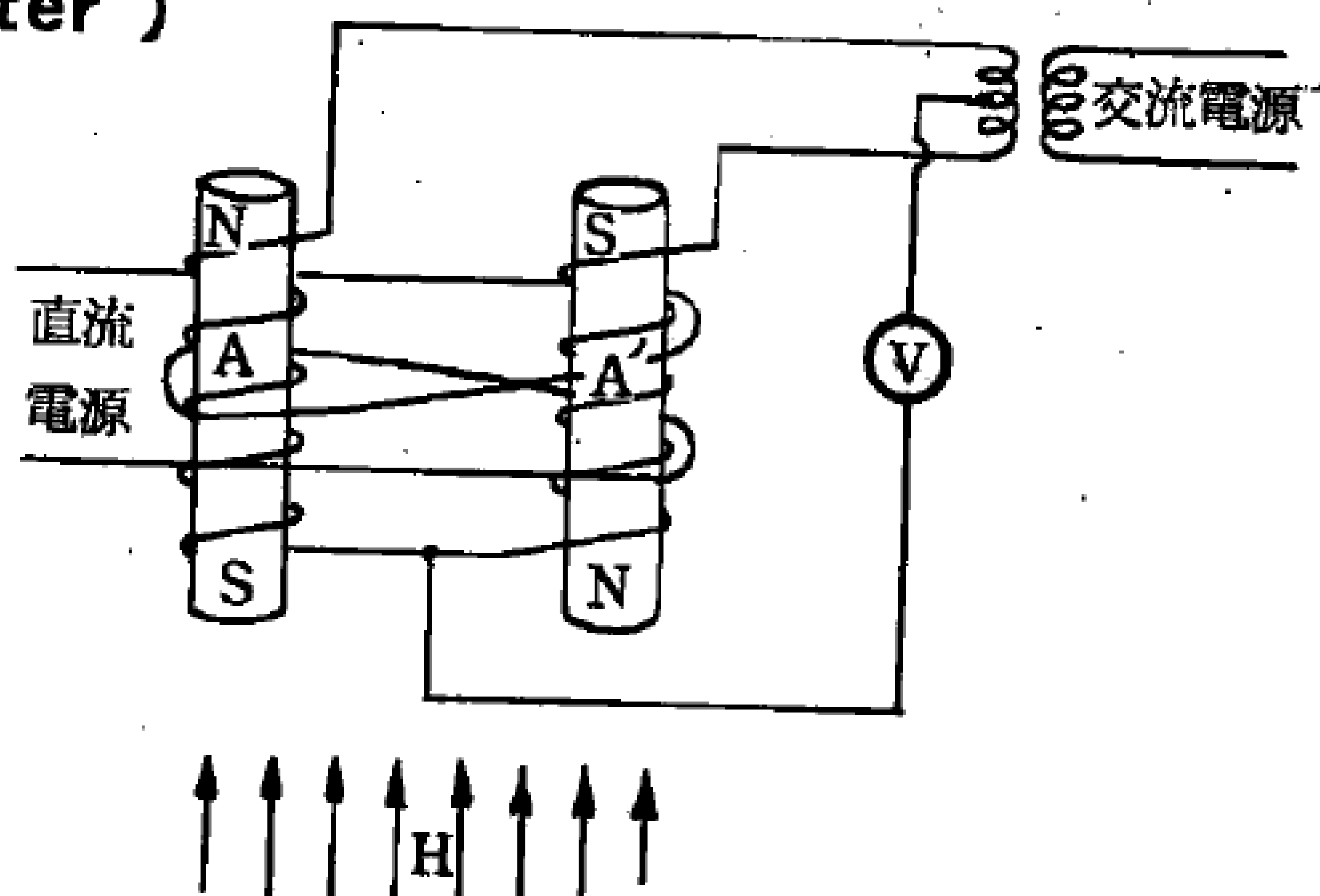


圖6—196 磁通門地磁儀原理

電勢差而可測出地磁場，精度爲±1γ，用時地磁場是由另外直流線圈纏在二鐵芯上以平衡之。在空中探測時，此記錄磁通門用另外兩個磁通門調整其方向，使與地磁場排在同一方向。

2.質子地磁儀（*proton magnetometer*）——測地磁場強度的另外方向是依據原子的磁性矩。一般用氫原子或其化合物如水。每個氫可以看成一個最小電磁石，其強度及方向取決於核外電子的公轉。在磁場內每個氫原子有與磁場成反對方向之排列。如磁場內方向驟然變化，生有引原子向新方向的矩。但每個氫是一個極小的旋轉器，不直接移向此方向而將差遲。這差遲的頻率，乃地磁場強度本身的函數。

在量地磁場強度，將一瓶水放在強磁場內使與地磁場成直角。當補助場馬上移開時可測量纏在瓶上線圈內所感應的電壓。此電壓將有交流頻率約 2,000 赫茲。用 100 赫茲發振器及高速計數器量此 2,000 赫茲的時間，可以測到精度十萬分之一或±1/2γ。

3.偏斜地磁儀（*deflection magnetometer*）——有正弦電流計（*sine galvanometer*）、史米特地球儀（*Schmidt magnetometer*）等，其精度<±2γ。最精密的裝置爲地球感應器（*earth inductors*）與感應電感器（*induction variometer*），精度>1/2γ。

【地線】（Ground）

用來使儀器或電路中某些點與地相連的設備。在無線電工程中，地線可用來達到各種各樣不同的目的，首先便是用於提高發射與接收天線的效能。如果天線與地之間的距離與波長相比並不很大（在長波波帶與中波波帶常常如此，甚至短波波帶有時也是這樣），通常便裝上地線。發射機或接收機並不是接在天線的中央，而是接在天線和地之間，地在此處就起著另一半天線的作用。欲得良好地線，其電阻必須很小，埋入地內很深的（到潮濕層）面積很大的導體（如鍍鋅的鐵片）可以符合這個條件。還可以利用自來水管或暖氣管子來作爲地線。在由電力線路獲

取電源的電子管接收機裏，有時電力線路便起著地線的作用，這時就不需要有專門的地線了。

【地熱】（Heat of the earth）

溫度梯度因深度而異，按深度而增加的約佔已測定者的 60 %，隨深度而減少的負溫度梯度有時也觀測過，可能是由於特殊條件，如地下水之循環。

1. 地表溫度——地表的溫度主要被控制於下列五個因素：

(1)由太陽落至地表的輻射熱。

(2)反照率乃反射輻射與落在表面的總輻射之比，地球的平均值為 0.29。

(3)由下部上升熱量（溫度梯度）。

(4)發散。

(5)向空氣的傳導損失。

2. 溫度梯度——地球內部各點有同一個溫度的面，叫做地等溫面（*geoisotherm*）。在結晶性基岩端上，經常由於火山活動，溫度會升高。在較古老礦化區由於地面之較大傳導性，溫度將降低；在長地質年代未發生過變動區亦將下降。海底在同一緯度比陸上要冷。 1939 年華盛頓（*Washington*）提出七項可影響溫度梯度的因素：

(1)因成分不同熱傳導的變動。

(2)接近熔融岩漿。

(3)地下水循環。

(4)岩石水含量。

(5)因化學反應熱之生成或消耗。

(6)對熱傳導之溫度及壓力影響。

(7)放射能。

熱傳導大部分由岩石成分控制，如次頁的表中所述。

大氣壓下岩石之熱傳導度表

岩石	溫度 °C	熱傳導度 $cal / sec \cdot cm. °C$
花崗岩	100	$5 \sim 7 \times 10^{-3}$
	200	$5 \sim 6.5 \times 10^{-3}$
輝綠岩	100	$5.25 \sim 5.35 \times 10^{-3}$
	75	4×10^{-3}
輝長石	100	$5.25 \sim 5.75 \times 10^{-3}$
	200	4.8×10^{-3}
純橄欖岩	100	9.4×10^{-3}
	200	8.1×10^{-3}
石灰岩	100	$4.9 \sim 7.0 \times 10^{-3}$
砂岩	17	10×10^{-3}
頁岩	17	1.4×10^{-3}
岩鹽	17	17×10^{-3}
水	0	22×10^{-3}
黏土	…	$0.6 \sim 4 \times 10^{-3}$ （主依水分含量）
河砂	…	$0.65 \sim 4.0 \times 10^{-3}$（主依水分含量）

硫化物、氧化物或純金屬增加傳導度。傳導度大，溫度梯度將比一般小，且地溫線降低。在熔融體及溫泉附近溫度梯度一般將較高。地下水循環能上升或下降當地溫度，如水係由固化岩漿而來，將使被穿越的岩石加溫，如係循環地下水則岩石被冷卻。一般是岩石內水的存在提高傳導度而助熱之逃逸。特別在地表附近空氣能達到硫化物或其他可氧化物質，岩石被化學反應加熱。反應也產生電流，其能量變成熱量而將所通過周圍岩石加溫。這電流曾經用在礦物體的定位。放射性在熱傳導上扮演一個很重要角色，其效果是以溫度立方而增加，雖深在地套也可成爲熱傳導之主角，並可決定地球內溫度之最高限度。

世界各地溫度梯度一般爲 $1 \sim 5°C / 100\,m$ 之間。

【地熱之起源】(Origin of sub erranean heat)

地球內部熱源有三個主要的及幾個次要的，最重要的是由放射性物蛻變而放出的。當一個鈾原子蛻變，最後生出的鉛與放出的 α 及 β 粒子的質量和比原來的鈾質量小，其質量差 Δm 即變成能量 E。

$$E = 9 \times 10^{20} \Delta m \quad ergs / gm$$

在蛻變瞬間，此能量以兩種質粒的動能及 γ 線出現。當質粒通過岩石速度減低爲零時，其動能即變爲熱量。各放射性蛻變時放出能量如下表：

放射性蛻變所放能量表

物　　質	cal/year·gm	物　　質	cal/year·gm
鈾 - 238	0.71	中性火成岩	3.5×10^{-6}
鈾 - 235	4.3	鹼性火成岩	2×10^{-6}
釷 - 232	0.20	強鹼性火成岩	$0.02 \sim 0.9 \times 10^{-6}$
鉀 - 40	0.22	石質隕石	0.1×10^{-6}
銣 - 87	0.00013×10^{-6}	鐵質隕石	0.01×10^{-6}
酸性火成岩	6×10^{-6}	沉積岩	2.3×10^{-6}

比放射性次要的是構成地球物質的原始溫度。如非由其他方法連續發生新熱量，這將不是太重要的來源。若無放射性元素之蛻變來維持相當高的地表溫度，則任何原始熱量將已在過去 5×10^{9} 年中損失殆盡。

第三個來源是凝聚熱，如兩質粒在太空運動因撞擊而結合，它們相互運動能必變爲其他形式，如結爲一單體的旋轉能或熱；如迎頭打上，則能量全以熱量出現。同樣如已集合的粒子集體由於其所含各部之重新排列而漸漸收縮，通過全體重力場落下部分，終以熱量出現。地球原始熱量之大部分可能由此而來。很少量的熱量現在仍由隕石質粒的獲得而加入。

質量 m 通過強度 g 重力場而得的能量爲：

$$E = -\int g m\, dr$$

一質粒由距離R落在地球表面，其半徑爲Re，則

$$E = -\int_{R}^{Re} \frac{\gamma M m}{r^2}\, dr = \gamma M\ m\,(Re^{-1} - R^{-1})$$

此處γ爲重力常數，M爲地球質量。當質粒由很遠距離來到，則R^{-1}很小，得能量$6.3\times10^{11}\ ergs/gm$。曾經有人提過地球正在變小，可能由於結晶較密礦物或冷卻或兼而有之。由這再結晶過程，熱量可能放出或消耗。如地球最初是液體，當其固化時因結晶而放多量熱，這維持地球內部溫暖，阻止收縮及結晶。地球已固化地方，雖無容積縮小發生，再結晶成更低能形的可放能量。地球內部的化學反應也可放出少量熱量，至於在地表附近與大氣及氧的反應也很重要。

最近構造活動地區比他處有較高的溫度梯度，這表示岩石比想像中要更暖。某些程度熱可直接由引起變形的同樣原因而來，至少其一部是由於岩石的壓縮及切變與沿斷層的摩擦。當岩石沿斷層滑動時，產生的熱量有時將岩石一部熔化。

【地震】（Earthquake）

地盤的震動叫做地震。一般分作三類：

1. 斷層地震——由於地殼生裂痕，左右地盤移動而成。
2. 陷落地震——由於一部分的地盤急激陷落而成。
3. 火山地震——由火山作用而成。

地震的強度普通分爲四級：

1. 微震——除地震儀外，僅特別注意的人能感覺到。
2. 弱震——普通人都能感覺到，窗戶鳴動，液體或下垂物稍震動。
3. 強震——構造不堅固的房屋、煙囱等被破壞。
4. 烈震——地面生龜裂，山岳、堤防等崩壞，房屋、人畜等大受

損害。

地震一般皆有其次序，最初有微動，其次是最激烈時，謂之主要動，最後是終期微動。

【地震之原因】(Causes of the earthquake)

有斷層處常發生地震，有地震處常發生斷層，兩者因果相關。今日各地發生之地震焉知不是以往大地震一連串後震的不斷發生。除去這個能量的彈性回跳定律(*elastic rebound theory*)之外尚有其他較次要原因，茲擇其要者分述之：

1. 地殼活動

(1)彈性反跳。(2)可塑流中突然滑動。(3)褶曲。

2. 岩漿活動

(1)地下積壓的爆發。(2)結晶。(3)張力裂紋。(4)岩漿侵入。(5)巨岩落入岩漿。(6)流動停止。

3. 衝擊

(1)表面爆炸。(2)隕石落下。(3)充滿。(4)岩石滑動及類似現象。

【地震之測定】(Record of the earthquake)

想得可靠直接記錄，只有藉重地震儀的震動圖(*seismograms*)以記錄地動之位移、傳播速度或其加速度並指示發生時間。但機械構造性能有限度，任何一種地震儀都不能完全重述地動情形，只好由所記錄的震動圖推斷當時地動情形。由最好的儀器記錄，可得確定的地震時間在1秒誤差內，及每種震動開始的運動方向及地震期間任何時間的地動振幅。

【地震之強度】(Intensity of the earthquake)

地震的強弱因其所放能量大小、其距震央之距離及所通過地層之性質之不同而異。

雷克特(*Richter*)於1935年曾依據南加州淺層地震在距離200～

1,500 *km* 範圍提出一個實驗公式

$$M = \log A + 3\log\Delta - 3.37$$

式中M＝地震等級，A＝最大振幅，Δ＝震央距，其單位皆爲 *km* 。距離再遠關係更爲複雜，也有些公式圖表可以應用。等級（*magnitude*）最大用途是可以估算地震所放出的能量。古登堡（*Gutenberg*）與雷克特由體波得到

$$\log E_T = 5.8 + 2.4M_B$$

由表面波震央距1,000 *km*以上的得到

$$\log E_T = K_1 + 1.8M_S$$

在等級標度已能設計記錄等級 0 的最小地震，其能量約爲 6.3×10^5 *ergs* 。大的地震像桑港地震（1906），$M_B = 7.8$可能放出3.3×10^{24} *ergs*（古登堡，1956）。自從使用地震儀以來，最大的地震爲1906年哥倫比亞大地震，$M_B = 8.1$或8.2，曾約放出能量2×10^{25} *ergs* 。

除去用地震儀的紀錄可以表示地震強度外，尙可由其對於人、畜、建築物及地面所造成之擾亂及損壞情形之觀察在震時或震後而決定之。此種觀測強度（*intensity*）以I表示之。下爲1931年修改馬卡里（*Mercalli*）強度標度表：

修改馬卡里強度表

強度（I）	人的感覺	建築物影響	其他影響	淺層地震相當等級（M）
I	無感			
II	休息者有感		吊物搖動	2.5
III	戶內人有感 停留車輛可能移動		能估計震動期間	
IV	戶內均可感 睡眠者被驚醒		車輛滑動 門窗發響	3.5

V	一般可感	牆壁外皮剝落	碗碟玻璃窗破壞 擺鐘停	
Ⅵ	都可感 多人恐懼	煙道牆壁外皮損壞	傢具移動 物體顚倒	
Ⅶ	都逃戶外 行車中有感	中級破壞		
Ⅷ	普通警報	破壞力很大 弱建築物破壞 強建築物部分破壞	石碑牆壁倒塌， 傢具顚倒，泥砂 噴出，井水變位	6.0
Ⅸ	恐慌	弱建築物全壞 強建築物大部壞	地基受損 地下管路破裂	
Ⅹ	恐慌	石材鋼骨建築一般 破壞，僅最良者保 存，基礎毀滅	地面裂紋 鐵軌彎曲 水斜注淺灘	8.0
Ⅺ	恐慌	僅少數可幸免	大裂紋，斷層破 壞，地下管失用	8.5
Ⅻ	恐慌	全部破壞	加速度超過重力 ，地表起波動	

地震等級M與強度I並無直接關係，唯因大部地震起源在 15～20 km 深度及各處地層條件無論何處都有同樣的範圍，兩者可能有一相互關係。古登堡與雷克特於 1942 年得到一個實驗公式：

$$M_S = 1.3 + 0.6 I_{max}$$

式中M_S 爲表面波等級，I_{max} 爲修改馬卡里強度。起感地震一般是$M_S = 1.5$或$I =$ Ⅰ；普通有感的$M_S = 2.5$或$I =$ Ⅱ；破壞地震由$M_S = 4.5$，或$I =$ Ⅳ 開始；$M_S > 6$，$I =$ Ⅷ 即局部破壞；$M_S = 7$即可在世界各處記錄；$I =$ Ⅻ 最大，相當於$M_S = 8.5$ 或 $M_B = 8.0$（M_B =體波等級）。

【地震之預測】（Prediction of the earthquake）

地震能感到的每年可能有百萬個，其中約十萬個雖未得完全報告，

但皆能感到。卽在世界某些地區每天約有250次之多，有破壞性的平均每天有3個。有些地區時常發生，有些地方很少發生。關於地震的預測，很早就有人開始研究，但至今尙無可靠結果。柏尼奧夫定律（*Benioff's rule*）說明在一地區能量的放出是一定的，在長時間無地震發生卽預告將有大地震發生。有人說測量某地區的地磁變動及地面位移情形可能推測地震之將要來臨。或統計以往大地震發生情形及其時間而定其週期，用此而推算地震發生年月。以上各種說法理論都有依據，惜研究地震年月尙淺，資料不充足，故此問題有待將來的深入探討。

【地震之頻率】（Frequency of the earthquake）

由地震儀開始使用之1904至1957年，只有M_S=8.4或更大的大地震6個，這些地震分別發生在1906年一月三十一日哥倫比亞、厄瓜多爾（*Colombia - Ecuador*）海岸、1906年八月十七日智利中部、1911年一月三十一日中國天山、1920年十二月十六日中國甘肅省、1933年三月二日日本本州東北海岸外及1950年八月十五日印度阿薩密（*Assam*）東北。在此期間有M_S = 8.0或更大的59個，每年平均有1.1個。M_S = 6～6.9的約120個。較小地震因不能在地球任何地方都可觀測，很難說出每年總數，在此期間地震發生頻率列之如表：

地震發生頻率表

地　震	M_S	年平均數	地　震	M_S	年平均數
大地震	＞8.0	1.1	稍　強	4～4.9	6,200
中地震	7～7.9	18	有　感	3～3.9	49,000
破壞性	6～6.9	120	可　感	2～2.9	300,000
損傷性	5～5.9	800			

由表知等級愈大，發生次數愈少。古登堡（*Gutenberg*）與雷克特（*Richter*）於1949年表示，頻率N與等級M的關係爲：

$$\log N = a + b(8 - M_S)$$

淺層地震時 $a=-0.48$，$b=0.90$

中層地震時 $a=-1.2$，$b=1.2$

深層地震時 $a=-1.9$，$b=1.2$

【地震波】(Seismological wave)

地震是由地震波從地下深層直接或經折射及反射而傳至地表。地震波爲一列羣波，來時振幅慢慢增加，經幾個最大值而迅速消失。主波前面有較弱的前波，其週期甚短，通常約爲1秒。主波週期約爲10秒，因此叫做長波。當遠距離大振動到達時，地表最初上下振動，叫做第一次波或P波。在這些第一次波到達之後，左右振動之第二次波或S波隨之而來，其振幅一般比P波大。在此之後長波來到其振幅慢慢增加能看出開始時間。長波週期最長約25秒叫做G波，普通長波叫做L波。通過一種均質等方向彈性體有兩種震波可以傳達：一種爲壓縮波(*compressional wave*)，與音波相同，其質點運動與進行方向平行，P波屬之；一種爲切變波(*shear wave*)，其運動方向與進行方向垂直，S波屬之。P波與S波均經過地球內部傳達，叫做體波(*body wave*)。長波經地球表面傳達也叫做表面波(*surface wave*)。表面波之種類甚多，有瑞立(*Rayleigh*)或準瑞立、卡波(*Coupled*)及拉夫(*Love*)等波。

【地震帶】(Seismological - belt)

經常發生地震的地帶，全地球上主要有四個：

1. 環太平洋地震帶(*Circum - Pacific belt*)——由紐西蘭經南洋群島、菲律賓、臺灣、琉球、日本、千島群島、阿留申群島、北美、中南美至南極洲邊緣。

2. 阿爾卑斯、高加索、喜馬拉雅地震帶(*Alpine - Caucasus - Himalaya belt*)——由印尼、中南半島順喜馬拉雅山脈經中亞細亞、土耳其、希臘、阿爾卑斯山、西班牙、亞速爾群島至大西洋海底山脈

。以上兩地震帶都有支線，一為由墨西哥伸入西印度群島，一為由喜馬拉雅山經新疆、蒙古伸向亞歐交界。

3. 中大西洋下山脈地震帶（*Mid - Atlantic Ridge belt*）——大西洋中多淺層及弱地震，此帶由北極經大西洋下山脈至南極，時而山端露出海面成為島嶼如亞速爾群島（*Azores*）、聖赫勒那島（*St.Helena*）及特里斯丹達空哈島（*Tristan da Cunha*）。

4. 東非裂帶（*East Africa rift*）——並不如其他地震帶活動，紀錄過的都是淺層，亦並不一定按狹線活動，但一般認為與現代沿東非裂谷之地殼活動有關。

【地震儀】（Seismometer）

用來計算地震的震動狀態及震動時間等的儀器。一個水平桿，其一端栓在堅固的支架上，他端帶有質量，用彈簧將其中間吊在固定支架使桿在水平時恰能平衡。任何支架的垂直運動將使桿在垂直面上振動。彈簧栓在桿與質量連線之下方好增加其固有週期。加利仁（*Galitzin*）垂直地震儀即採用此理。拉可特、倫柏（*La Coste -Romberg*）重力計亦由此構造之地震儀蛻變而來。

地震儀的固有週期與記錄的波的週期之關係將決定此儀器係測量地動的位移、速度或加速度。如週期比地動小得多，則地震儀的位移與地球的加速度成比例而此儀器即為加速計（*accelerometer*）。如固有週期比地動的大得多，則記數約近似的與地球實際位移成比例，而此儀器成為位移地震計（*displacement seismometer*）。在設計一種地震儀如欲得到所欲的固有週期要調整彈簧強度、臂長甚至質量大小。

記錄天然地震的地震儀，其最大感度很少設計小於1秒。反之在震測方面，人工地震波記錄都在很短週期。反射波多半在 0.01 ～ 0.05 秒範圍內觀測。頻率範圍不僅是檢查的要素，也是放大器及記錄器設計上的控制因素。

最基本的地震儀是單擺（圖 6 — 197 ）。長爲 l 之擺的固有週期爲 $2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$ ，如支架固定在地球上，任何地球水平運動自然引起支架的相當運動。重錘與其支架的相對運動是由支架的運動而決定。同樣的將重錘固定在彈簧上，也可以表示支架的垂直運動。此種情形其固有週期爲：

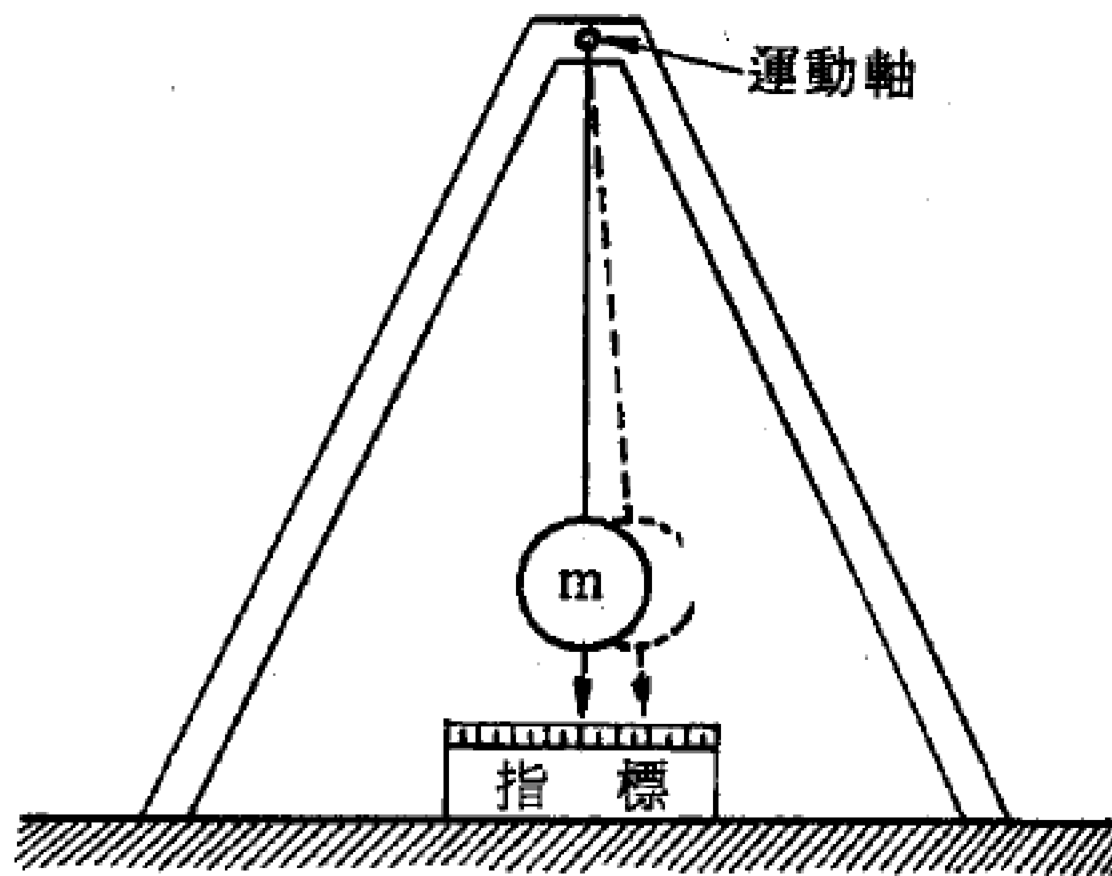


圖 6 — 197　單擺地震儀原理

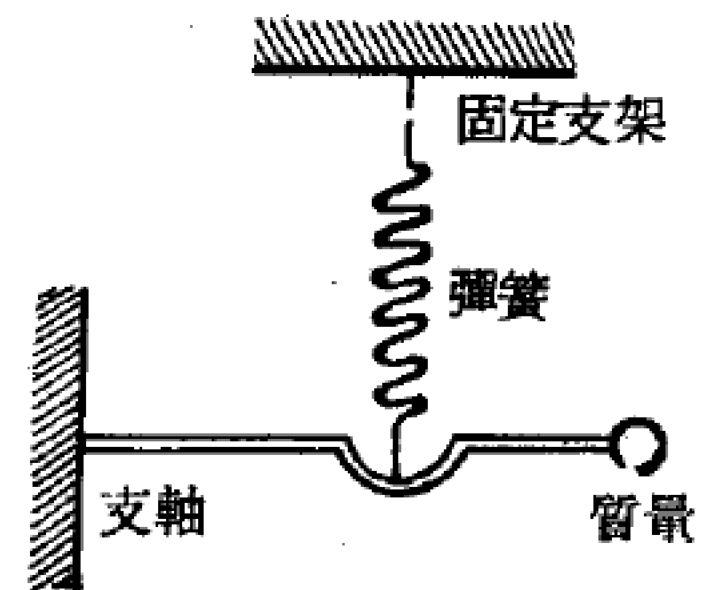


圖 6 — 198
垂直地震儀原理

$$2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$$

其中 k 爲彈簧強度，m 爲質量。圖 6 — 198 表示測長週期地震的垂直地震儀原理。

【地質計時制度】（Geological time scale）

地球科學家爲了便於將地球歷史上發生的各種事件連貫起來，已經發展了一種地質計時制度。下表即爲地質計時制度的各主要階段。

此項計時制度劃分爲四個“代”（*eras*）。組成地殼的各岩石層已經加以確定，特別注意岩石內所發現的化石。

地質計時制度表

代（*era*）	紀（*period*）	世（*epoch*）	計時（百萬年）
	第四紀（*Quaternary*）	近世（*Recent*）	0.01
		更新世（*Pleistocene*）	1

新生代 (*Cenozoic*)	第三紀 (*Tertiary*)	最新世 (*Pliocene*)	10
		中新式 (*Miocene*)	25
		漸新世 (*Oligocene*)	40
		始新世 (*Eocene*)	60
		古新世 (*Paleocene*)	70
中生代 (*Mesozoic*)	白堊紀 (*Cretaceous*)		135
	侏羅紀 (*Jurassic*)		180
	三疊紀 (*Triassic*)		225
原生代 (*Palaeozoic*)	二疊紀 (*Permian*)		270
	石炭紀 (*Carbonife-rous*)		350
	泥盆紀 (*Devonian*)		400
	志留紀 (*Silurian*)		440
	奧陶紀 (*Ordovician*)		500
	寒武紀 (*Cambrian*)		600
寒武紀前代 (*Pre-Cam-brian*)			4,500

寒武紀前代（*Pre - Cambrian era*）是最古老也是歷時最久的

主要分期，它所佔有的時間超過三十億年，從地球生成一直到大約六億年前原生代的開始爲止。

在這一段漫長的時間內，發生了許多次的造山運動，造成最古老的岩石。這些寒武紀前代的岩石幾乎都是火成岩和變質岩，產生許多金屬礦。化石很少，難以和相隔遙遠地區所形成的岩石比較年代。

過去六億年內造成的岩石，資料較爲詳細。因爲這些岩石內已經有化石出現。所以，此段時間可以作進一步的區分，所以每一代都有兩個或以上的"紀"（*periods*）。

這些紀的名稱都是從希臘字得來，"*palaes*"爲古，"*mesos*"爲中，"*kainos*"爲近，中間都用生"*zoe*"相聯。

原生代（*Palaeozoic era*）是最先普遍出現化石的時期，表示此時已有生物存在。在這一代出現了魚類、爬蟲類和原始植物。

中生代內，羊齒類植物和常綠樹極爲茂盛。巨大的恐龍生長在沼澤地帶，爲侏羅紀內主要的動物，它們後來在白堊紀內消失，部分由於氣候和地質的變遷，部分則由於哺乳類動物的進化，使恐龍無法和它們抗爭。

新生代有兩紀，第三紀（*Tertiary period*）維持約七千萬年，那時候現代動植物已經發展。本紀再劃分爲五個世。

地球史上過去幾百萬年形成了第四紀（*Quaternary period*），它包含大冰期在內。這種冰期爲時雖短，但卻非常重要，因爲造成了現時景觀，並且發展了早期的人類。

【多孔反應器】（**Porous reactor**）

核反應器由多孔材料組成，其特點在當冷液體如液體燃料流動時可以由孔通過。

【多孔性】（**Porosity**）

凡物體乍見似異常密緻，實際物體由分子集合而成，各分子不能互

相密著，其間有極細微之間隙存在，此種性質謂之多孔性，亦名隙積性。如盛水於杯內，加以多量之砂糖，則見其雖溶解於水內，而水之體積毫不增加，即因糖溶解而滲入水之分子間之間隙內。

【多次閃光攝影】（Multiflash photography）

用於測量快速動作所經歷之時間。暗室中將攝影機之快門打開，使其中底片作快速之移動，以相等而極短暫之時距，例如每 1／4,000 秒，利用高速閃光重複地照射運動之物體，在底片上可攝得一連串動作連續之圖片。兩相鄰圖片間之時距即等於相鄰兩閃光間之時距，因此由圖片之張數與閃光之時距，可計算圖片上快速動作所歷之時間及其運動速度。

【多相式】（Polyphase）

多相電路常包括三個相隔 120 度的交流電壓，用線比較節省，將交流改為直流時，濾波後電壓上升較平滑。

【多相交流電】（Multiphase alternative current）

若在線圈周圍放置兩組磁場，互成直角，則線圈將在迴轉 360° 中，割切兩組相差 90°的磁場各一週。產生在時間上相差 90°的感應交流兩次，成為兩相（*two phase*）發電機。同理，若以三組磁場環繞感應線圈，則成為相差 120°的三相（*three phase*）發電機。多相（*multiphase*）發電機的效率既高，各相電流交錯重疊後的"漣波"（*ripple*）也較平，整流後的脈動直流電也易於濾淨。

相位的互變，可以利用變壓器及電子整流管電路而更簡易地達成目的。在電子工程的大電力供電中，常把三相電源用移相整流電路轉變為六相電源，如此經整流後，易於濾淨其漣波而獲得較純的直流電。

交流發電機中的感應線圈圈數越多，則因其每圈感應的電壓串聯相加而輸出的端電壓越大，但為使發電機構造不致過分龐大及安全計，都是以較低的輸出電壓，利用變壓器把電壓升高後再作遠距離輸送。越野

的高壓（*high tension*）輸電線路有高至數十萬伏特的電壓者，升高輸電電壓可以使用較細的電線而節省輸電材料，減少熱效應損失及架空支柱的承載力。過於粗重的輸電線，在架空支柱間的下垂度（*sag*）使電線不易拉緊，易受風力的影響而搖擺，引起意外的障礙。

通常電廠的輸電，都以多相的 33,000*V*、6,600*V* 及 3,300*V* 等高壓，輸至配電站（*distributing station*），由配電站以三相的 3,300*V*，或更低的 380*V* 及 220*V* 電壓供應工廠與電臺等的需要。另以 220*V* 的三相或單相，或 110*V* 的單相交流供應住戶使用。

如圖 6－199 所示，當裂環隨線圈的轉動而轉動時，在固定位置的碳刷（*carbon brush*）上，將引出方向單一的脈動直流電，而成爲直流發電機（*D.C. generator*）。此裂環稱爲整流器（*commutator*）。

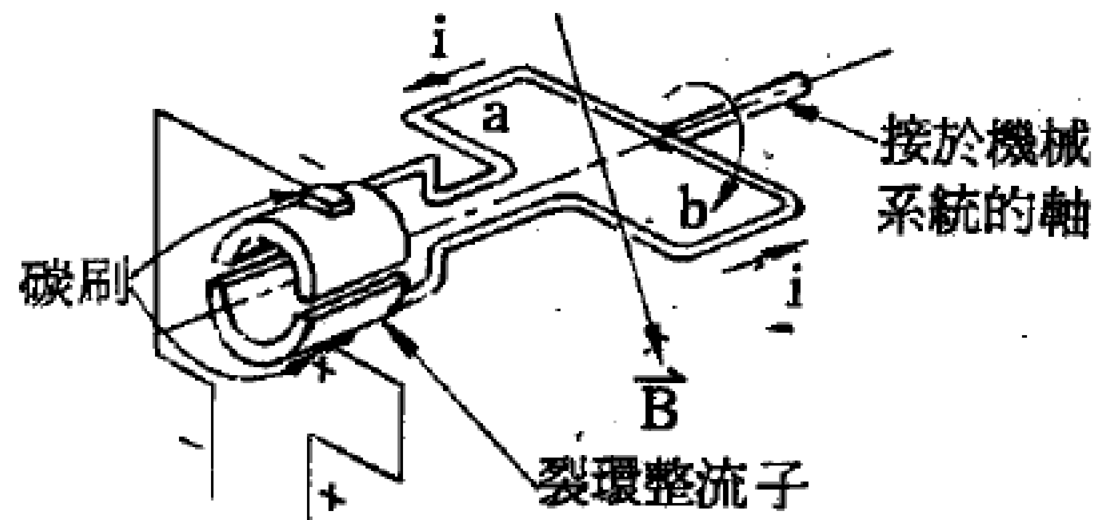


圖 6－199

【多重性】（**Multiplicity**）

1. 原子中電子的組態產生總軌道角動量 $\vec{L}$ 及總自旋角動量 $\vec{S}$ 時，$\vec{L}$ 與 $\vec{S}$ 可依向量加法結合（*L-S* 耦合或拉塞耳、桑德士耦合）產生 $2S+1$ 種狀態，$2S+1$ 叫做這種組織的多重性，或稱爲多重線的多重性（*multiplicity of multiplet*）。

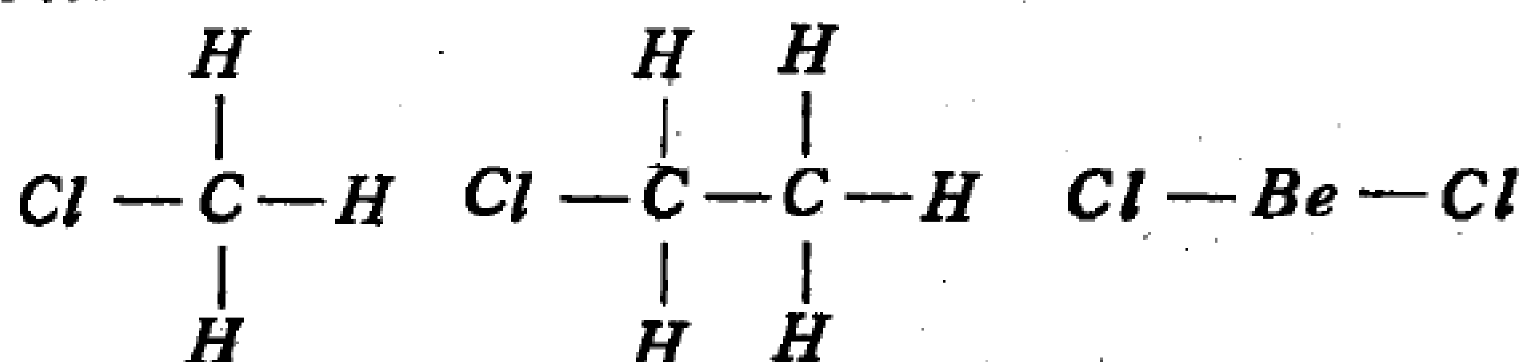
2. $\vec{L}$ 與 $\vec{S}$ 耦合後產生的 $2S+1$ 種狀態，每種狀態的總角動量爲 $\vec{J}=|\vec{L}+\vec{S}|$。總角動量爲 $\vec{J}$ 的狀態，本身尚有 $2J+1$ 之多重性。在自由電子中，此 $2J+1$ 個軌道能量完全相同，但在外加強磁場中，即完全劈裂（*split*），這是則曼效應（*Zeeman effect*）。

【多重態】（**Multilet**）

詳閱“同位旋（*Isotopic spin*）”條。

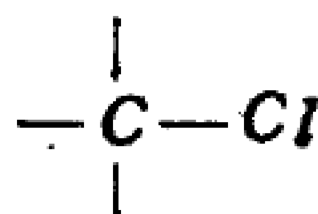
【多重鍵】（**Multiple bond**）

兩原子間的單鍵是由於兩原子共用兩個電子，常以連接兩原子的條短線表示，例如：

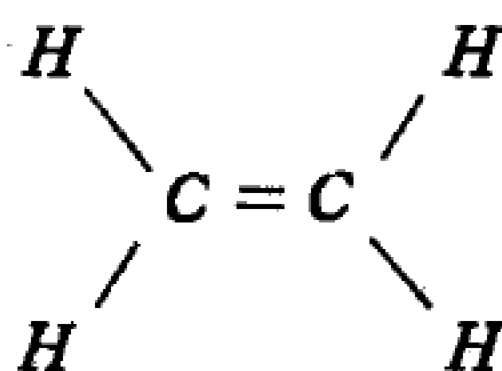


氯甲烷　　　　乙烷　　　　氯鈹

當電子平均由兩原子共用時，就像在乙烷中的碳鍵形成爲一非極性鍵或共價鍵。假若電子分佈不平均，則產生雙極矩而形成極性鍵。例如在氯甲烷中碳與氯間的鍵卽爲極性鍵。



當兩原子有兩個或三個共價鍵相連接，亦卽兩原子間共用兩對或三對電子時，就產生雙鍵及三鍵，統稱多重鍵。例如乙烯及乙炔等化合物：





乙烯　　　　乙炔

【多重譜線】(Multiplet)

在原子光譜中，常見有許多譜線結合成束，其間之距離常有一定規則，稱爲多重譜線。多重譜線產生的原因爲原子外層軌道中有兩個以上的電子時，電子之間的軌道角動量及自旋角動量相互作用。依拉塞耳、桑德士理論，各電子的軌道角動量自行結合成爲總軌道角動量 L，各自旋角動量亦結合爲總自旋 S。總軌道角動量爲 L 的原子組態通常劈裂爲 $2S+1$ 個狀態，各狀態有不同的總角動量 J，各狀態的吸收或放射光譜中卽出現多重譜線。

多重譜線中各譜線的強度與產生此譜線的初態（*initial state*）及終態（*final state*）的多重性成正比。各狀態的多重性爲 $2J+1$，J 爲此狀態的總角動量，這是多重譜線中的強度定則（*intensity rule for multiplets*）。

【多重譜線強度定則】（Intensity rule for multiplets）

多重譜線之強度定則有二：

1. 自同一初能階躍遷的多重譜線，其強度之和與初能階的量子權重（*quantum weight*）$2J+1$ 成正比。

2. 至同一終能階的多重譜線，其強度之和與終能階的量子權重 $2J+1$ 成正比。

【多重譜線理論】（Theory of multiplets）

原子最外層的電子數目超過兩個時，其光譜極爲複雜，不像鹼金屬及鹼土金屬中譜線成簡單的系列結構，而是許多譜線聚集一處，其間隔有相當之規律。這種譜線束稱爲多重譜線，在過渡金屬光譜中特別顯著。

多重譜線的複雜性，主要原因爲電子間強烈之靜電作用，使各個電子的角動量不再是量子化，而必須考慮其相互的影響。處理較輕原子的多重譜線，通常利用 $L-S$ 耦合法（$L-S$ *coupling*）或稱拉塞耳、桑德士耦合法。此法適用於較輕原子中，因其電子的自旋與其軌道運動作用較小，故可先分別考慮各電子的軌道角動量及自旋角動量的耦合情形。各電子的軌道角動量量子數 l_i 可按向量加法結合爲總軌道角動量 $\vec{L}$，各電子的自旋量子數亦依向量加法結合爲總自旋量子數 S，每個多重譜線均有一定之 $\vec{L}$ 及 $\vec{S}$，譜線數目等於 $2S+1$，即爲其多重性（*multiplicity*）；譜線中單獨之譜線須以電子的總角動量 $\vec{J}$ 標示，$\vec{J}$ 爲 $\vec{L}$ 與 $\vec{S}$ 向量相加的結果。

多重譜線的表示法爲以大寫之 S, P, D, F 等字母表 $L=0，1，2，3$；$2S+1$ 寫在字母的左上方，$\vec{J}$ 寫在右下方。例如兩個 p 電子可組成

$L=0$，1，2及 $S=0,1$ 之多重譜線，分別爲 ^1S，^1P，^1D 及 ^3S，^3P 及 ^3D。其中 ^3P 中之三種狀態則爲 $^3P_0$，$^3P_1$ 及 $^3P_2$ 因 $J=0$，1，2 之故。

【多段式扇形天線】(Multichannel fan antenna)

超高頻用。

【多柵管】(Multigrid tube)

超過一個柵極以上之電子管，亦即多極管。

參閱“多極管(*Muti - electrode tube*)”條。

【多柵變頻管】(Pentagrid converter)

多柵變頻管爲一特殊設計的眞空管，除屏陰極外包括有五個柵極，專司超外差接收機中的變頻器，柵極依次爲第一柵極、第二柵極等等，如圖 6－200。

第一柵極又稱爲振盪柵極(*oscilating grid*)，專司振盪。第二及第四柵極爲簾柵極，第三柵極爲訊號柵極(*signal grid*)，第五柵極爲控制柵極(*controlling grid*)，多柵管實際是二個五極管所組合，屏極與陰極爲共用。假設訊號柵極 G_3 及簾柵極 G_4 除去成一五極管，又如將振盪極及第二柵極不計，也爲一五極管，多柵管屏流的控制有兩個變數，一爲振盪柵極，一爲訊號柵極，故適用變頻工作，屏流變化分析殊爲複雜，因此應用時，逕由製造工廠所提供的最佳設計實例資料加以利用即可。

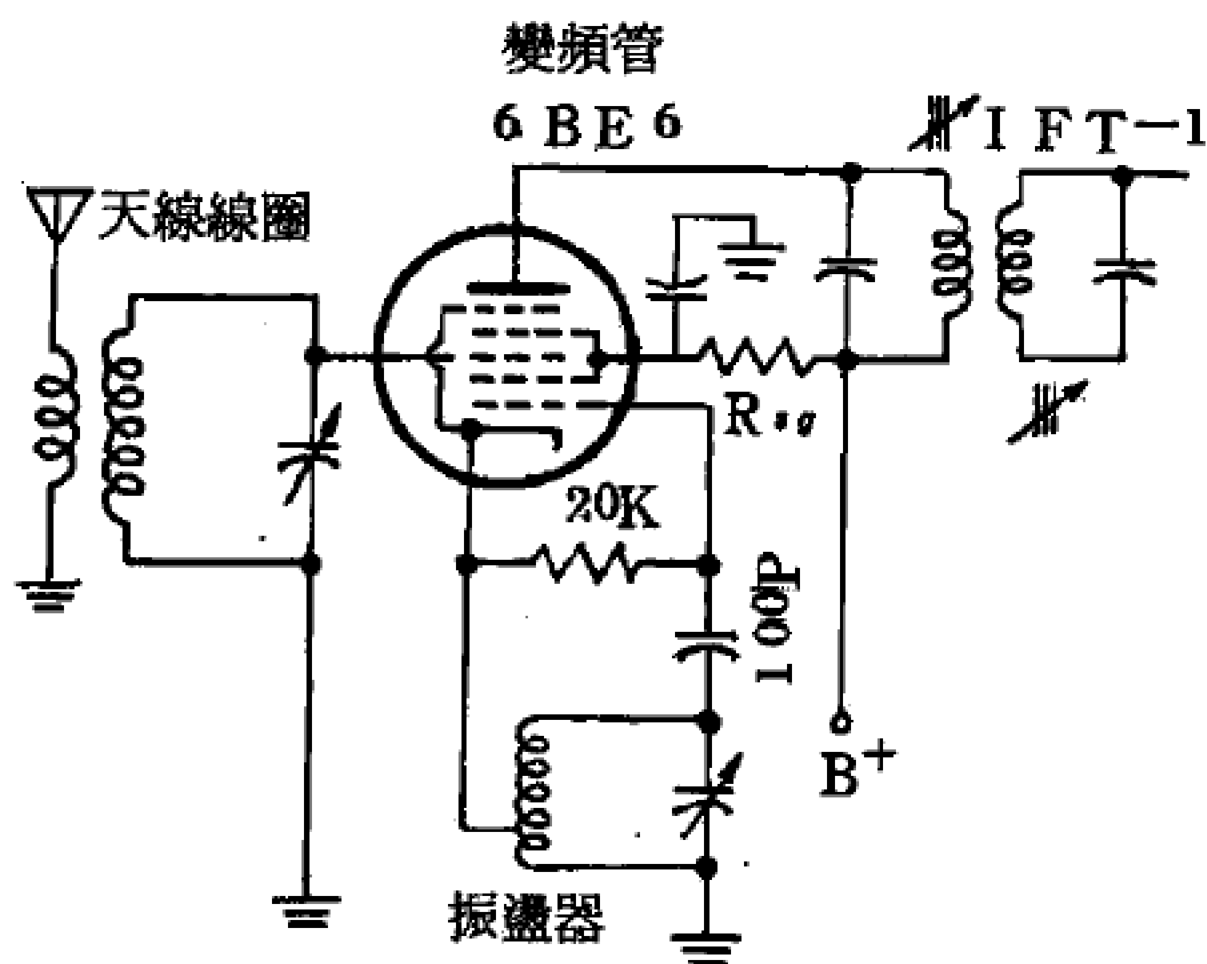


圖 6－200　多柵管電路

【多原子分子之運動】(Motion of a multi - atom molecule)

一個含有 N 個原子的分子，具有 $3N$ 種的運動，其中三種爲與能譜

無關的簡單移動；另外三種是繞著三個互相垂直的慣性主軸所作的轉動，剩下 $3N-6$ 種則為振動。我們可以想像一個分子，是由許多被半彈性力束縛在一起的原子所構成，當受到擾動時，就會產生很複雜的振動。然而就是最複雜的此種運動，也能被分解為 $3N-6$ 種垂直振動的集合，而且就某一種而言，分子中的所有原子均以相同及單一的頻率振動，並且保持著相同的相位關係。換言之，每一種垂直振動，彼此間都是獨立的，它們能同時激動也不致互相結合。

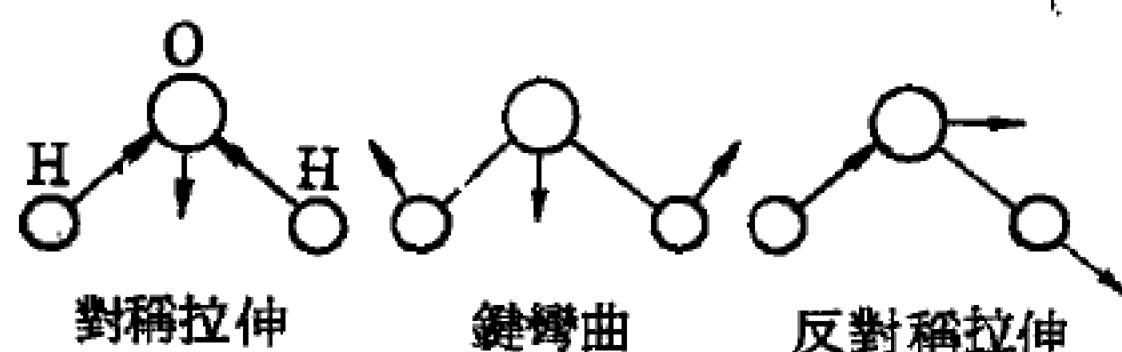


圖 6 — 201
非線性水分子的三種基本垂直振動

讓我們來看一些較簡單的多原子分子所作的垂直振動方式；一個非線性（*non-linear*）的三原子分子（如水分子）有 $3\times3-6=3$ 種垂直方式（見圖 6 — 201所示）；如果是線性三原子分子（如二氧化碳分子），就有 $3\times3-5=4$ 種垂直方式（見圖 6 — 202所示），其中兩個方式是屬於同樣類型的，只是振動方向不同，而頻率相同，這種現象被稱為簡併（*degeneracy*）。

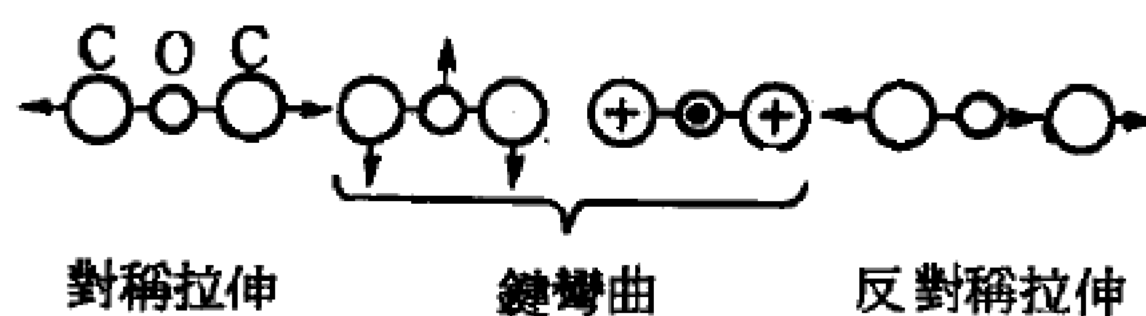


圖 6 — 202
線性分子（CO_2）之垂直振動，鍵彎曲振動均為雙簡併。

甲烷分子 CH_4 有 $5\times3-6=9$ 種垂直振動方式，但是只有四種不同的基本頻率，因為其中兩種振動是三重簡併，一種是雙重簡併，還有一種則是由分子對稱所引起的，並且有一定的規則可供決定。

轉動現象增加了多原子分子能譜的複雜性。在雙原子分子中，僅有一個轉動慣量，所以只需要一個轉動量子數 J，就可以賦予其轉動能階的特性了。但是多原子分子通常都具有三個轉動慣量，如果其中有兩個是相同的，則此分子只有兩個主慣量，這種分子被稱為"對稱分子"（*symmetrical molecule*）（例如 CH_3Cl 或 CH_3CN）。具有三個

不同轉動慣量的分子，稱爲非對稱頂，屬於這一類的有H_2O、CH_3OH以及所有低對稱性的分子。

【多級火箭】(Multi - stage rocket)

把幾個火箭連接起來使用，像寶塔一般，上面的火箭小，下面的火箭大，最下一級的火箭先用，這一級推進劑用完時，就和上面幾級脫離，功成身退，挨班輪到從下面向上數的第二級；第二級推進劑用完，脫離上面幾級，如此順序用上去，用到最上一級爲止，這樣每一次脫離，減少一次火箭用後無可再用的零件重量。脫離一級輕一次，每一級在開始被用時，已獲得剛用完那一級的速度，把幾級的速度加起來，是最後一級的終點速度，這當然比單級火箭所可達到的速度高得多。

假如一共有n級，每級的比衝(*impulse*)相等，那麼最後一級的終點速度是

$$V_{bn}=I_{sp}g\left\{ln\left[\frac{M_0}{M_e}\right]_1+ln\left[\frac{M_0}{M_e}\right]_2+\cdots+ln\left[\frac{M_0}{M_e}\right]_n\right\}$$

$\left[\frac{M_0}{M_e}\right]_n$代表第$n$級的質量比。

這公式又可寫作

$$V_{bn}=I_{sp}g\ ln\left\{\left[\frac{M_0}{M_e}\right]_1\left[\frac{M_0}{M_e}\right]_2\cdots\left[\frac{M_0}{M_e}\right]_n\right\}$$

從這公式可以看出，這n級火箭的質量比，等於n級每一級火箭質量比的乘積。如每一級的質量比是10，三級便是1,000，終點速度比單單一級要大三倍。

【多電子原子之光譜】(Spectrum of a multi-electron atom)

帶多個電子原子的能階遠比帶一電子原子的能階爲複雜，因而產生之光譜亦相當複雜且所含之線要多得多，多電子之原子光譜的分析實在不易，因此只提出一些最重要的特徵：在多電子之原子中，必須把含有外或價電子的躍遷(*transition*)與含有內或核心電子的躍遷加以區分。

含有價電子之躍遷產生通常所謂的光譜(*optical spectrum*)，

因其大部分的線落在可見範圍，儘管有許多落在紫外線區，只帶有一個價電子之原子，如鋰（*Li*）、鈉（*Na*）、鉀（*K*）等等的光譜與氫原子的光譜相當類似；但當價電子的數目比1還多時，光譜就變為相當複雜。

【多極式】（Multipolar）

指多過一對磁極以上者。

【多極管】（Multi-electrode tube）

凡是電子管的柵極數在一個以上的，都稱為多極管。與二極電子管（二極管）和三極電子管（三極管）一樣，多極管亦根據其電極的數目而被稱為四極管（具有四個電極的電子管）、五極管（具有五個電極的電子管）等等。

在具有一個和二個輔助柵極的電子管裏，即在四極管和五極管裏，輔助柵極的作用就是改善電子管的放大特性，因此在這些柵極上便只能連接直流電壓。在輔助柵極很多的電子管裏，其中有些柵極便擔負著另外的任務。例如在用作為混頻管的六極管裏，有一個柵極便聯接著來自差頻振盪器的輔助電壓，因而這個柵極就成為第二控制柵極，而不再是輔助柵極了。

【多極輻射】（Multipole radiation）

電荷與電流在空間的分佈可用電矩（*electric moment*）及磁矩（*magnetic moment*）分別表示之。如以$\rho(r)$表電荷密度，$j(r)$表電流密度，則有 $Q_{lm}=\int r^{l}Y^{*}_{lm}(\theta,\phi)\rho dv$

及 $$M_{lm}=-\frac{1}{cl(l+1)}\int r^{l}Y^{*}_{lm}(\theta,\phi)\nabla\cdot(r\times j)dv$$

式中Q_{lm}及M_{lm}（$m=0,\pm1,\pm2,\cdots\pm l$）分別稱為對坐標原點之$2^{l}$極電矩和$2^{l}$極磁矩；$Y_{lm}(\theta,\phi)$為球諧函數（*spherical harmonics function*），c為光速。此時所表示電荷與電流之分佈分別稱為2^{l}電極和2^{l}磁極，或合稱為多極（*multipole*）。

當多極矩發生變化時，所放出的電磁波稱爲多極輻射，其中2^l極電矩放出的電磁波稱爲電2^l極輻射，2^l極磁矩所放出的電磁波稱爲磁2^l極輻射。

一多極輻射的宇稱性可以是偶性或奇性。設以 *El* 表電多極輻射，*Ml* 表磁多極輻射，下表列示各多極電磁輻射所產生的一定的宇稱性變化：

多極電磁輻射	宇稱變化	多極電磁輻射	宇稱變化
*E*1	變	*M*3，*E*4	不變
*M*1，*E*2	不變	*M*（*l*－1），*El*	變（當*l*爲奇數）
*M*2，*E*3	變		不變(當*l*爲偶數)

【多極磁縮控制器】（Multipole machine）

把二個帶著相反方向導體的磁性線圈放置在同軸上，使其所產生的磁力線形成尖角形。看圖6—203，這種構造的優點是磁力線向著電漿而膨脹，減低了不穩定的可能性。同時在中央位置，它力場的強度爲0，向四面均勻增加。理想的情況是，當電漿射入這個區域內，它就會適當地被圍控住。有一種缺點就是能量較大的質點，有一種沿著磁力線逃脫的趨勢。

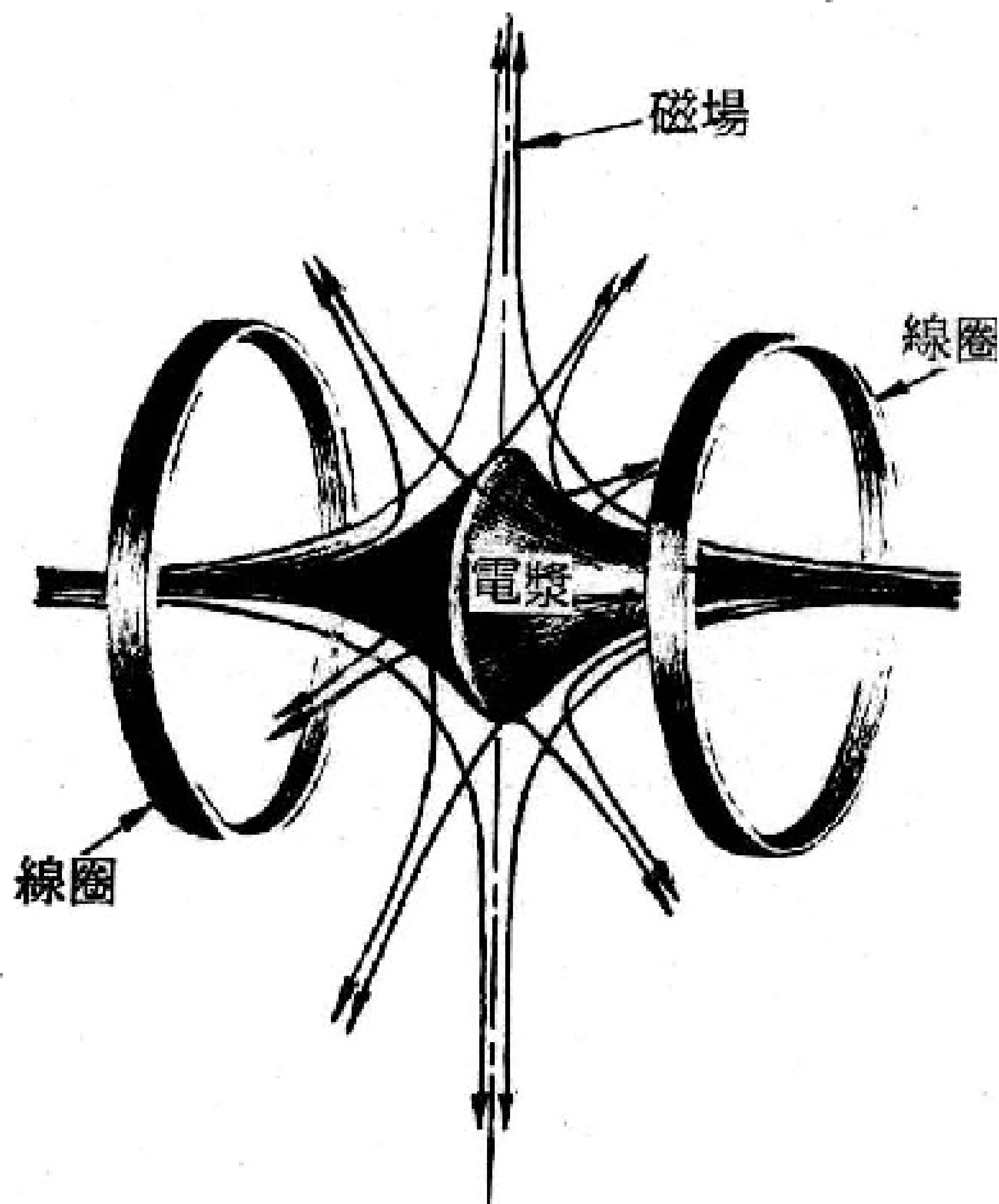


圖6－203
電漿被圍控在尖端（尖角）磁場內

多極磁縮控制器具有尖端幾何觀念的優點，也有改正其缺點的特色。像在圖6—204上所看到的，多極磁場由四個帶有電流在同一方向而其回程流過壁面的四個棒子所產生的。電漿由二個帶電流棒子所產生，且由在二個帶電流棒子之間的同軸

電漿鎗射入零磁場。當電漿到達相反方向的磁場時，它停下來而不衝擊壁面。本來在尖角所漏失的質點，並不飛到壁面，而是被場力線所捕捉，通過鄰近的尖角又回到此系統裏。

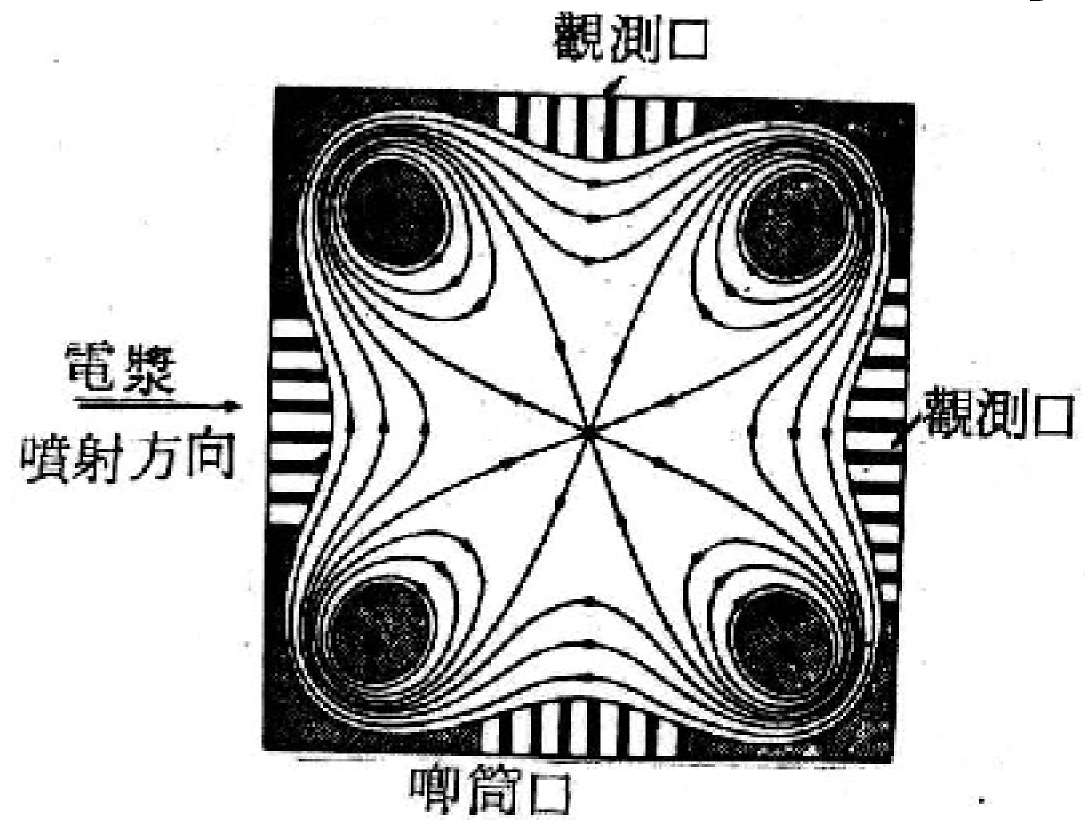


圖 5—204 多極器幾何的橫截面

【多路無線電通訊】(Multiple radio telegraphy)

用同一發射機在同一時間內進行好幾路無線電報與無線電話發送的無線電通訊系統。實現多路無線電通訊，應用著好幾種不同的方法。其中之一，就是發射機由好幾個高於音頻的振盪（“超音頻”振盪）同時進行調制。其中每個振盪本身又被一路發送（電報的或電話的）的信號所調制。在接收電臺，利用濾波器將對應於各個超音頻的邊頻分離開來，因爲每個邊頻都只被一路發送的信號所調制，於是也就將各路發送信號分離開來了。近來爲了進行多路發送，採用了脈衝無線電通訊的方式。對於每一路發送，應用著由該路的信號按某一脈衝調制方式所調制的某種脈衝序列。因爲脈衝被很大的時間間隔（*time interval*）所分開，所以只須將其在時間上作一些移動，使得不互相掩蓋，便可以安插下許多這樣的脈衝序列。在接收電臺，利用速動轉換開關將這些脈衝序列分離開來，然後將對應於每路發送的每個脈衝序列送到一個單獨的電路裏；在此電路中，該脈衝序列就變成了相應的發送信號。

【多數運送者】(Majority carrier)

如P型晶體中的空洞與N型晶體中的電子。

【多數載流者】(Majority carriers)

晶體管中，此載流者所佔的數目較多者。

【多頭線圈】(Tapped coil)

這種線圈應用於線圈電感需要變化的場合裏。利用轉換開關，可以將電路換接於不同的線圈抽頭，線圈的段數以及接入於電路的線圈轉數都隨此而發生變化，於是就改變了電路的電感。因爲撥動轉換開關時，轉數是跳躍式的改變，所以電感大小的變化也是跳躍式的。

【多層線圈】(Multi layer wound coil)

目的在取得比單層較多的電感量，並且可以節省空間的線圈。

【多諧振盪器】(Multivibrator)

用來產生張弛振盪的電子管電路。多諧振盪器中的基本元件(除了電子管外)爲電容和電阻(*R.C.*多諧振盪器)。有時也應用著基本元件爲電阻和電感的多諧振盪器。

【夸克】(Quark)

初生的物質，無論是在單一的“霹靂”(*big bang*)宇宙或是穩態宇宙，大多形成假想的重粒子“夸克”。據推測，這種粒子可能是構成基本粒子——重子(*baryon*)的基石。重子蛻變成各種核子(*nucleon*)和介子(*meson*)。若夸克眞存在，它們比重子還重；產生一個重子需三個夸克，而產生一個介子需要一對“夸克 - 反夸克”(*quark - antiquark*)。

如果原始物質以夸克形式出現，我們可以看到，當夸克變爲較輕粒子，包括粒子和微中子(*neutrino*)時，釋出何等巨大的能量。粒子出生時就帶有巨大的動能，這可以解釋在似星體觀測到的物質，何以具有的相對論性速度。

【存取時間】(Access time)

將取自計算機某一部分的資料，轉移至其另一部分，並予存置所需的時間。亦有稱作出入時間者。

【守恆力】(Conservative force)

在特殊情況中，若運動路徑是封閉的(圖6—205)，則其終點與

其起點相重（即A，B爲同一點），於是

$$E_{p,A}=E_{p,B}$$

而所做之功爲0（$W=0$）；這表示在一段路徑中所做之功爲正值，在另一段路徑中所做之功爲負值，而在全部過程中所做之淨功爲0。當路徑爲封閉時，線積分寫成$\oint$（積分符號上之小圈表示路徑是封閉的），因此對守恆力而言

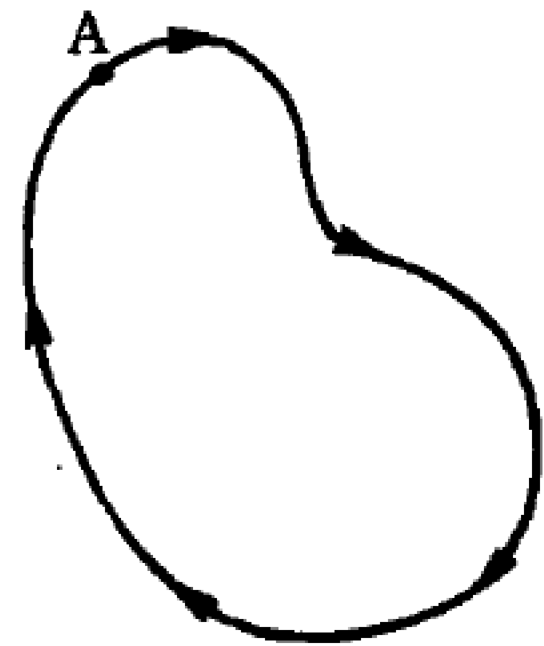


圖 6－205
守恆力沿封閉路徑所做之功爲封閉路徑。

$$W_{\text{封閉路徑}}=\oint\vec{F}\cdot d\vec{r}=0$$

此一結果表示：在守恆力作用之下，沿任意封閉路徑所做之功均爲零。反之，我們可以上式所表示之條件來作爲守恆力的定義。

【守恆定律】（Conservation law）

依守恆定律所作之功有下列之性質：

1. 此功與所經方式或途徑無關。
2. 此功等於初始狀態與最終狀態之能量差。

【守聽區域】（Zones of watch）

指無線電報或電話應注意守聽的頻段。

【安全因數】（Factor of safety）

使物體破損之應力與賓用的應力之比，稱爲安全因數。

【安全急停】（Scram）

突然停止反應器的操作，叫做急停。當反應器遇到緊急事故，或偏離正常操作狀態時，其操作員或自動控制設備就會使反應器急停。通常急停是將安全棒迅速地插入反應器內來完成的。

【安全保險絲】（Safety fuse）

選擇適度之鉛錫合金或紫銅線，接駁在電源輸入點，以限制電流之意外多量輸入。現今都採用鎳鉻線。

【安全棒】(Safety rod)

在緊急事件中，可迅速地停止核反應器的控制棒。

參閱“安全急停(*Scram*)”條。

【安全間隙】(Safety gap)

高壓電路(副電路)間的高阻空氣間隙，若在電路中發生故障時，能容高電壓跳過，以保安全。

【安全閥】(Safety valve)

安全閥也叫做截斷開關。係在通過額定值以上之電流時，自動切斷電流以策安全，或在點檢、修理故障時切斷電路之設備。

附有陶瓷製成之盒蓋，蓋之裏面裝有來回兩根保險絲，蓋上後，連接電線。

如果電路之某一部分發生短路，或同時使用過多之電器致通過額定值以上之電流時，保險絲便因而熔斷，防止因發熱引起火災。

【安全燈】(Safety lamp)

此燈係由德維(*Davy*)所發明，故又稱爲德維燈(*Davy lamp*)。

安全燈爲應用金屬導熱原理所作之器械，在煤礦坑中用之可防氣體爆發。其爲一小圓心洋燈，燃料用種子油，火焰處雖用玻璃罩，而其罩甚短，上部接以金屬網製成之罩，其罩可將燈火全部包裹，持此燈入礦坑中，坑中若有爆鳴氣，則此氣體入於金屬網內，與燈火相接而燃，然其熱爲金屬網所傳導，網外氣體不至燒熱而燃，僅金屬網內燃燒，故見網內氣體燃燒時，速滅燈，將坑內爆鳴氣排盡，則可免危險。

【安東諾夫定律】(Antonoff rule)

謂在平衡中二飽和液體接觸面的張力等於各別飽和溶液對空氣或蒸氣表面張力的差。

【安培】(Andre Marie Ampere 1775—1836)

1775年元月二十二日生於法國里昂附近的波勒米(*Polemieux*)

。1801年在布爾（*Bourg*）學院教授物理學和化學。

他最大的貢獻是電磁學，首先發現兩平行電流同向流動則互相吸引，異向流動則互相排斥。1820年九月十一日獲悉厄司特（*Oersted*）發現磁針在電流附近會擺動的消息，立即於同月十八日送出一篇論文，詳細討論這種及相關的現象。因此發現電磁學的基本定律之一，即現今所謂之安培定律。他以數學理論描述這些現象，成爲發展電動力學（*electrodynamics*）的基礎。又發現電流在線圈中流動時形同磁鐵，由此而發明電流計（*galvanometer*），是探測和量度電流的儀器。安培用電流計顯示電池在閉合電路上產生電流。1836年六月一日逝於馬賽。今人爲了紀念他，以安培爲電流的實用單位，簡寫爲*A*或*amp*。其定義有二：

1. 絕對安培——爲1950年以後的公定標準，一絕對安培的電流在相距一厘米的兩平行直導線中流動時，各導線每公分長度恰承受0.2達因之力。

2. 國際安培——是1950年以前的公定標準，其大小爲每秒有一國際庫倫的電荷流過截面。1國際安培＝0.999835絕對安培。

【安培、拉普拉斯定律】（Ampere - Laplace law）

在1820年丹麥物理學家厄司特（*Hans C. Oersted*），在注視置於一有電流通過的導線附近的羅盤針發生偏轉的現象時，才第一次發現電流產生磁場。

一些物理學家們於應用不同形狀的電路經數年作了很多的實驗以後，得到一個由任意形狀的電路內的封閉電流所建立磁場的一般表示式，此式稱爲安培、拉普拉斯定律，其式爲

$$\vec{B} = K_m I \oint \frac{\vec{u_T} \times \vec{u_r}}{r^2} dl \qquad (1)$$

式中所有符號的意義如圖6—206所示，並且係沿整個封閉電路而積分

，式中K_m爲一常數，視選用之單位而定，在M.K.S.C.系統中，其值爲

$$K_m = 10^{-7}\,T\ m/A \quad 或 \quad m\ kg\ C^{-2}$$

故
$$\vec{B} = 10^{-7} I \oint \frac{\vec{u_T} \times \vec{u_r}}{r^2}\, dl \qquad (2)$$

習慣上令$K_m = \mu_0/4\pi$，式中μ_0爲一新的常數，稱爲眞空導磁率(*magnetic permeability of vacuum*)。因此表示安培、拉普拉斯定律的(1)式可改寫爲

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi}\, I \oint \frac{\vec{u_T} \times \vec{u_r}}{r^2}\, dl \qquad (3)$$

在M.K.S.C.單位系統中

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} m\ kg\ C^{-2}$$
$$= 1.2566 \times 10^{-6}\ m\ kg\ C^{-2} \qquad (4)$$

因爲電流爲在同一方向運動的電荷流，故得一重要的結論：磁場以及磁的交互作用，係由運動電荷所產生。

【安培、馬克士威定律】(Ampere - Maxwell law)

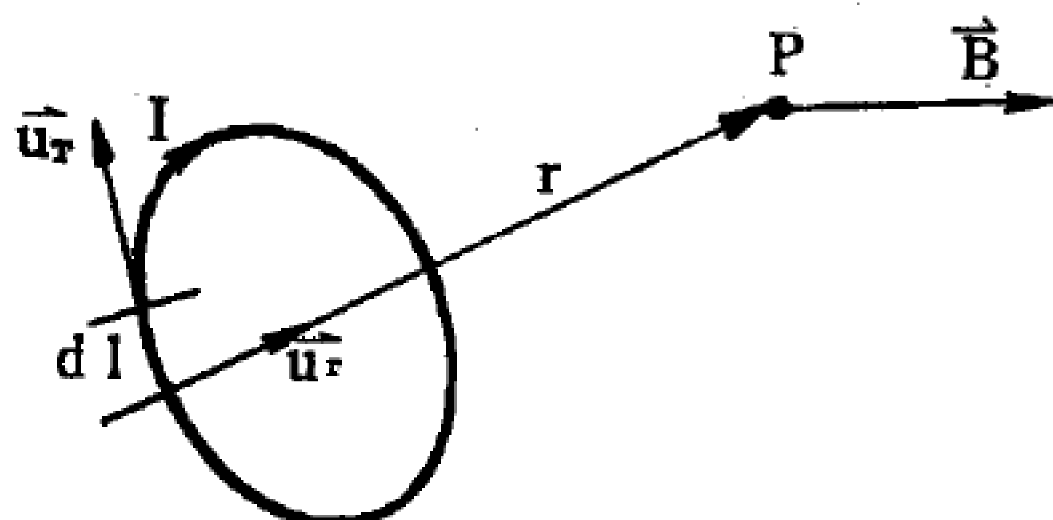


圖6－206　電流在一點P所建立的磁場

法拉第、亨利(*Faraday-Henry*)定律使空間的同一區域中的磁場與電場之間建立了關係，此一密切的關係在同一位置的電場時變率與磁場時變率之間提供了類似的關係

$$\oint_L \vec{E} \cdot \vec{dl} = -\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot \vec{u_N}\, dS \quad (法拉第、亨利定律)$$

將電場之環積分與磁場中磁通量之時變率連繫起來。類似的關係也必存在於磁場之環積分與電場中電通量的時變率之間。在安培定律中，磁場之環積分爲

$$\oint_L \vec{B} \cdot \vec{dl} = \mu_0 I \qquad (1)$$

然而此一表示式並未包含電場中電通量之時變率，因爲這是在靜磁場狀態下所推導出來的。但當安培定律應用到時變之磁場時可能有修正的必

要。

將形式爲（1）式之安培定律應用到被L線段所限制的表面S，而只要S爲L所限制，S都是任意選定的。如果L收縮，則$\oint_L \vec{B}\cdot\vec{dl}$之值減少；當$L$收縮到一點時，則其值變爲0，而$S$變成封閉表面，於是（1）式所表示的安培定律必令$I_{cs}=0$，此註腳$cs$強調適用於封閉表面之關係。只要磁場是靜止的，此結果與電荷守恆原理相符。然而，當磁場不爲靜態而爲時變時，則安培定律必須加以修正，以

$$I+\epsilon_0\frac{d}{dt}\int_S \vec{E}\cdot\vec{u_N}\,dS$$

代替（1）式中之I，I爲流過任意表面S之電流；此代換之結果爲

$$\oint_L \vec{B}\cdot\vec{dl}=\mu_0\left[I+\epsilon_0\frac{d}{dt}\int_S \vec{E}\cdot\vec{u_N}\,dS\right] \qquad (2)$$

（安培、馬克士威定律）

此式應與（1）式之安培定律加以比較，若爲靜止場，則最後一項爲0，（2）式就變成適用於靜止場之安培定律；當L收縮爲一點而S爲封閉表面時，則其左邊變爲0；因此看出這個方程式能夠滿足前面所求出之一切條件。

第一個修正安培定律的人是十九世紀末期的英國物理學家馬克士威（*James Clerk Maxwell*），因而（2）式被稱爲安培、馬克士威定律。

【安培小時】（Ampere hour）

卽安時。一安時卽一安培電流連續流通達一小時所供給的能。蓄電池的容量，通常用安時單位表示之，如蓄電池由開始放電至電動力降至1.8伏特爲止，所能供給的電能爲60安時，此卽安培電流，可供給30小時之久。

【安培小時效率】（Ampere hour efficiency）

一個蓄電池放電之安培小時數總比充電使其恢復正常的安培小時數

爲小，兩者的比值稱安培小時效率。當蓄電池如常常作過量充電則此效率甚低，否則 80 %或 90 % 亦頗平常。

【安培匝數】(Ampere - turns)

總磁力線數等於磁線圈匝數與電流安培數的乘積，一安培匝數即一安培電流繞一匝磁線圈之謂。

【安培定律】(Ampere's law)

厄司特在 1820 年發現電流會產生磁效應，如長直導線內有電流時，即有磁感應線圍繞導線而成閉合圓圈。圖 6 — 207 示一導線通過水平玻璃板的中心，板上散佈鐵屑，當導線上有電流時，鐵屑沿磁感應線排列成圓圈環繞導線。

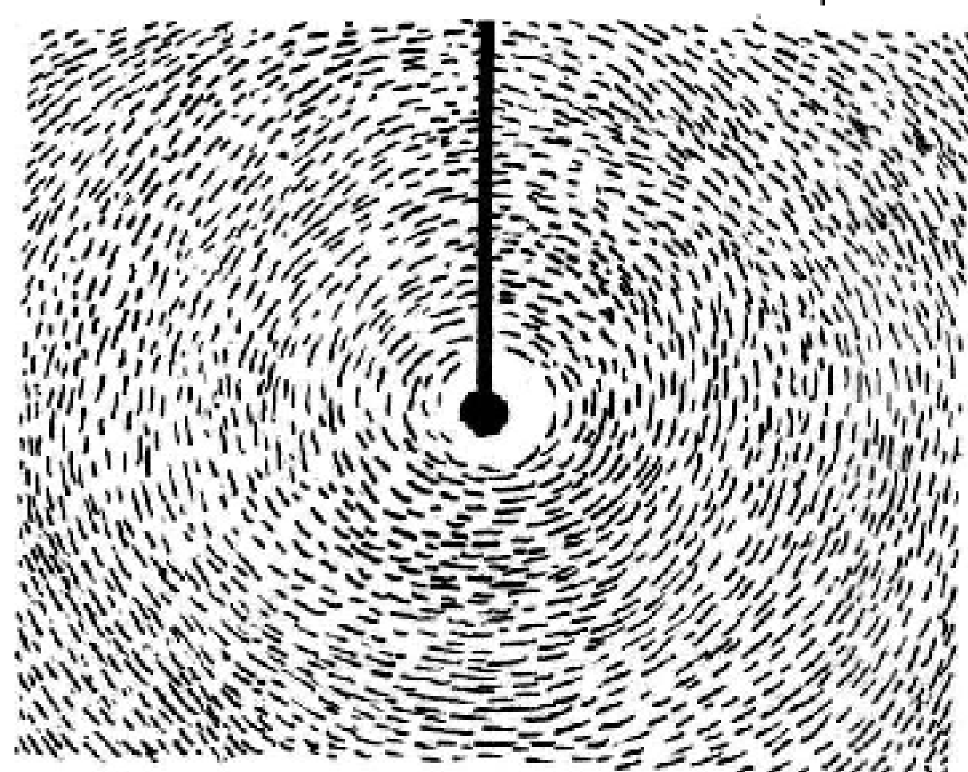


圖 6 — 207

導線上電流 i 與磁感應 $\vec{B}$ 之間的關係爲 $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 i$

此式稱爲安培定律。μ_0 爲磁導率 (*permeability constant*)，其值爲

$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 韋伯／安培米

上式中各量的單位，磁感應 $\vec{B}$ 爲韋伯／米^2，電流 i 爲安培，長度爲米。

在一般情形應用安培定律時，係在磁場內作一閉合路程，由圖 6 — 208(a)所示封閉曲線 $ABCD$ 所在的平面與導線垂直。因爲導線所產生的磁場在平面上沒有垂直於平面的分量，因此，任何垂直於此平面的 $\int \vec{B} \cdot d\vec{s}$ 線積分爲 0 。BC 和 AD 路徑與 $\vec{B}$ 垂直，故沿這二路徑 $\vec{B}$ 的線積分爲 0 。磁場在 AB 弧上的大小與在 CD 弧上的大小的比值爲 r_2 / r_1 ，但是 CD 弧之長與 AB 弧之長的比值亦爲 r_2 / r_1 ，因此磁場 $\vec{B}$ 沿這二段路徑的線積分的絕對值剛好相等，但差一負號，故 $\vec{B}$ 沿 $ABCD$ 封閉路徑之線積分爲 0 。同理 $\vec{B}$ 沿圖 6 — 208(b)之封閉曲線的線積分亦爲0，因爲任何一種封閉曲線都可被視爲類似圖 6 — 208(b) 之路徑的極限情形，故假若封閉

曲線不將導線圈在裏面，則磁場對此路徑之線積分亦應爲 0，如圖 6—208(*c*)。

如果一封閉曲線將導線包圍在裏面，如圖 6—208(*d*)及 6—208(*e*)之情形，則磁場對此路徑的線積分將不爲 0。由圖 6—208(*d*)知其電流的方向是向著讀者，圓形路徑之方向與磁場線之方向相同。在圓周上每一點的磁場強度都爲 $2I/cr$，而路徑之長爲 $2\pi r$，故磁場對此封閉路徑之線積分爲

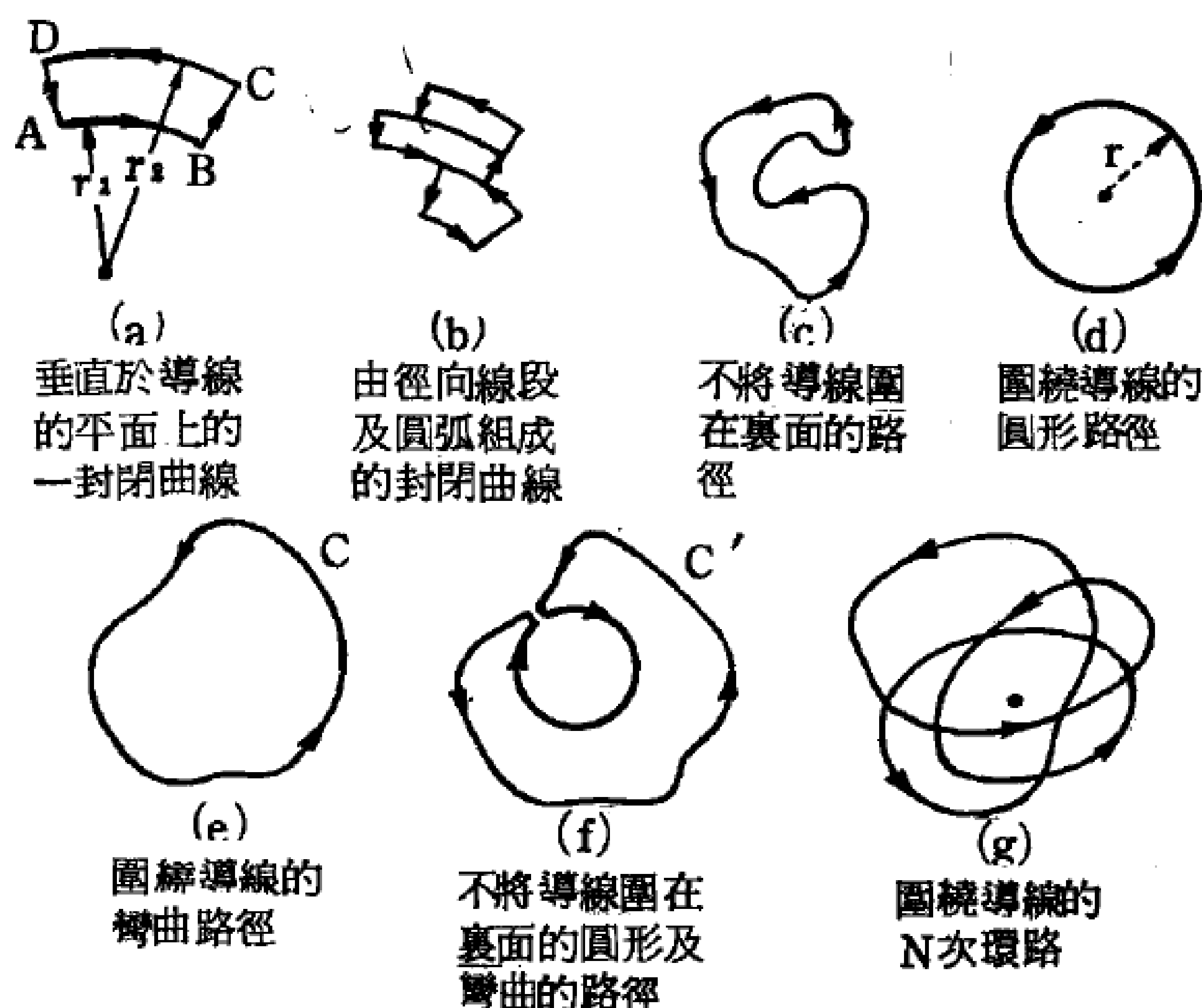


圖 6— 208
磁場對任一封閉曲線的線積分只與曲線所圍的電流有關

$$\oint \vec{B}\cdot d\vec{l}=\frac{4\pi I}{c} \qquad (1)$$

現在我們便可確定磁場對任何將導線圈在裏面的封閉路徑的線積分都是等於這一數值。例如，$\vec{B}$對圖 6—208(*e*)的封閉曲線 C 的線積分可由下法求得：圖 6—208(*f*)中的封閉曲線 C' 可被視爲由 C 及一圓形路徑所組成的，但是 C' 並不將導線圈在裏面，因此 $\vec{B}$ 沿 C' 的線積分爲 0，故 $\vec{B}$ 沿 C 的線積分應當等於 $\vec{B}$ 沿圓形路徑的線積分的負值，但因現在圓形路徑的方向與 $\vec{B}$ 的方向相反，所以 $\vec{B}$ 沿 C 的線積分仍爲 $4\pi I/cr$。因此，不論封閉路徑之形狀爲何，均可得此結論：

$$\oint \vec{B}\cdot d\vec{l}=\frac{4\pi}{c}\times(\text{封閉路徑所包圍的總電流}) \qquad (2)$$

如果一封閉曲線環繞導線N次，如圖6—208(g)之情形，則上式的右邊應乘以N倍。任何電流分佈所產生的磁場都可滿足（2）式。

根據重疊原理，我們由一根直導線所得到的結論仍然適用於一羣直導線的情形，如圖6—209，圖中的封閉曲線包圍了許多方向不同的帶電流直導線。現在空間內任何一點的磁場爲每一根導線單獨所產生的磁場的向量和。這一磁場雖然很複雜，但是要知道$\vec{B}$對圖中封閉路徑的線積分，只要數數看有那些電流是通過這一封閉路徑所圍成的曲面，再應用（2）式就可以了，不過，仍要考慮電流的方向。可用右手定則決定電流的正方向，若右手拇指以外的四手指的方向與封閉曲線的方向相同，則拇指所指之方向爲電流的正方向。

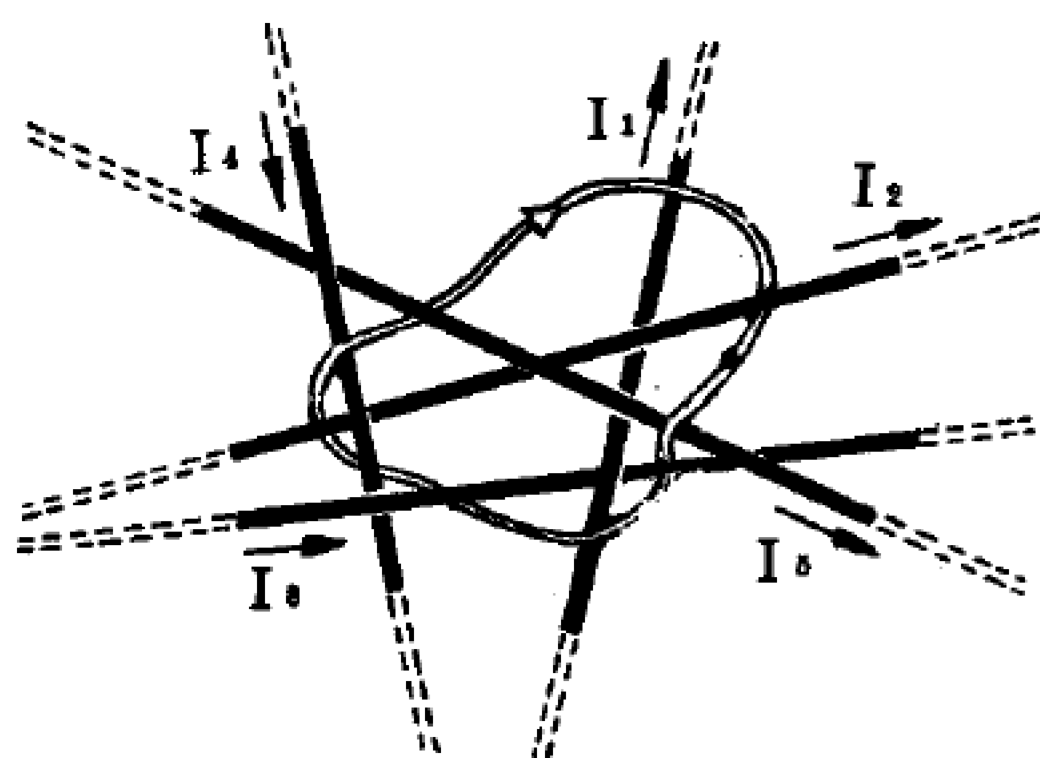


圖6—209
一組帶有電流的直導線互相重疊的情形。B沿圖中所示之路徑的線積分之值爲$\frac{4\pi}{c}(-I_4+I_5)$

任意取一封閉曲線C，則C所包含的總電流爲通過C所圍成的任意曲面S的$\vec{J}$的通量，也就是$\vec{J}$對S曲面的面積分$\int_S \vec{J}\cdot d\vec{a}$，如圖6—210。因此，（2）式可寫成

$$\oint_C \vec{B}\cdot d\vec{l}=\frac{4\pi}{c}\int_S \vec{J}\cdot d\vec{a} \quad (3)$$

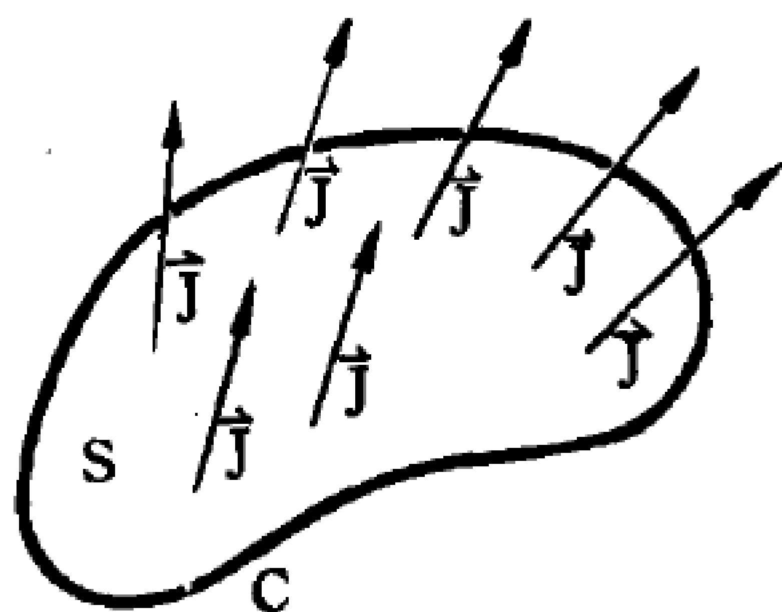


圖6—210
$\vec{J}$爲空間內某一點的電流密度，$\vec{J}$對S曲面的面積分爲曲線C所包圍的電流

磁場是由穩定電流所產生的，即$\vec{J}$只爲x，y及z的函數，而不隨時間變化；我們稱這種磁場爲靜磁場（*magnetostatic field*）。根據電荷守恆原理，在空間內每一點$\vec{J}$必須滿足

$$\nabla\cdot\vec{J}=0 \quad (4)$$

因此，不論選擇那一個曲面S，只要這些曲面都有同一個周界C，$\vec{J}$對

這些周界都為C的曲面的面積分$\int_S \vec{J}\cdot d\vec{a}$都應相等，即$\int_S \vec{J}\cdot d\vec{a}$與曲面的選擇無關。利用司托克士定理（*Stokes' theorem*），（3）式左邊的線積分可被換成對S面的面積分，即

$$\oint_C \vec{B}\cdot d\vec{l} = \int_S (\nabla\times\vec{B})\cdot d\vec{a} = \frac{4\pi}{c}\int_S \vec{J}\cdot d\vec{a}$$

這個曲面積分，是對任何曲面S都成立的。因此，我們可以得到如下的關係：

$$\nabla\times\vec{B} = \frac{4\pi}{c}\vec{J} \qquad (5)$$

這是穩定電流在某一點所產生的磁場與該點電流密度間的最簡單而又最廣泛的關係，它是安培定律的微分形式。

【安培計】（Ammeter）

設將圈轉式電流計中的線圈附一指針，用細軸支起（不用懸線懸起），下面並用游絲彈簧使位置固定，則圈中有電流通過發生偏轉時，指針亦隨之偏轉。因此，再在指針前端附一刻度盤，盤上刻明安培數，就可用來直接測量電流的安培度數，這種電流計特稱為安培計（圖6－211）。

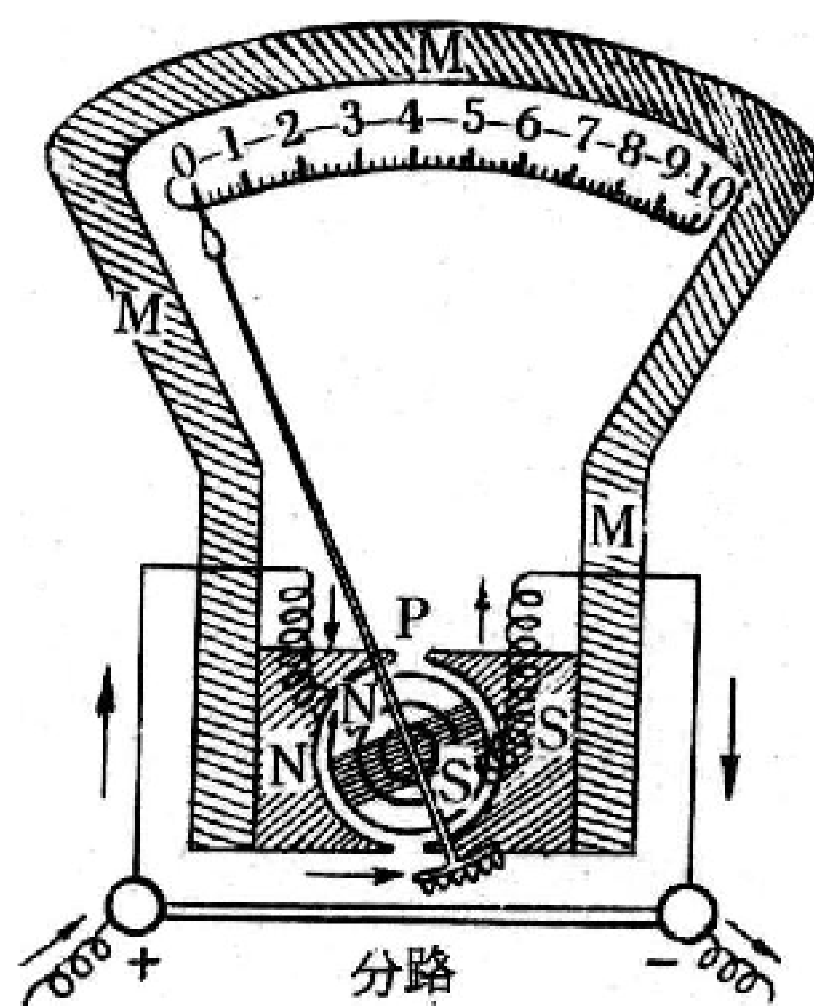


圖6－211　安培計

安培計必須與耗電裝置（如白熾燈、電熨斗、電爐、電動機）一併接入主電路（*hauptstromkreis*）中；換言之，安培計應與電路中之耗電裝置串聯。在圖6－212中，安培計A即係和電阻R串聯；而插接安培計的目的，即在測量通過R的電流強度。由圖6－212可以很容易的看出，安培計的讀數即為通過電阻R之待測電流強度；因通過耗電裝置（亦即R）的電流，乃與通過安培計的電流完全相等。

接入安培計之後，電路內的總電阻增大，電流強度自將因以減低；

故挿接安培計前的電流強度，實大於接入安培計之後的電流強度。爲使電路中之電流不因挿接安培計而顯著減弱，安培計本身的電阻或內電阻必須儘量減低。只有如此，才能使安培計的讀數，趨近未接安培計時的眞正電流強度。

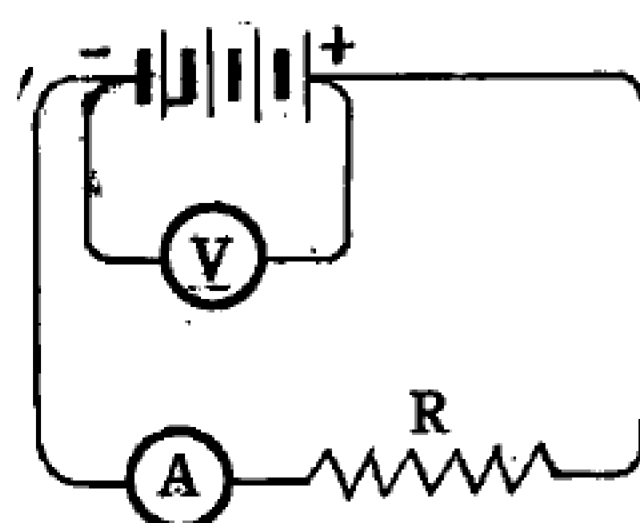


圖 6 — 212
主電路中的安培計 A和副電路中的伏特計 V。

在電流出入線圈的兩端點，並聯一電阻甚小之分路，後者可使大部分電流自其中通過，以免量度較強電流時有燒毀線圈之虞。適當選擇（並聯）分路的電阻（*ne - benwiderstand*），可使通過安培計的電流，僅有總電流的$\frac{1}{10}$或$\frac{1}{100}$。這等於使安培計的量度範圍，擴大了 10倍或 100倍。

【安培容量】（Ampere capacity）

導體能耐之安培數。

【安培圈】（Ampere- turns）

線圈中流動著的電流與該線圈的圈數的乘積，它表示著此線圈所產生的磁動力的大小，但磁動力與磁力線數是成正比例者。

【安培環路定律】（Ampere's circuital law）

繞導線任作一廻線（即封閉曲線）。設將此廻線分割爲許多小段，以每小段之長與磁場強度沿此小段之分向量相乘，則由各小段所得乘積之和，即爲沿此廻線之環場積。其數值僅與導線中的淨電流強度有關，而與電流在此廻線中的位置無關。此關係稱爲安培環路定律，又稱爲磁場的環場積定理。

【安培磁論】（Ampere's theory of magnetism）

鐵之各分子上，均有同強度之電流環繞其周圍而流動，故各分子內自成一小電路。然在磁鐵內部，其一個分子之電流與相鄰分子上相對部分之電流方向相反，其作用相消而等於無，故僅磁鐵之表面有電流流

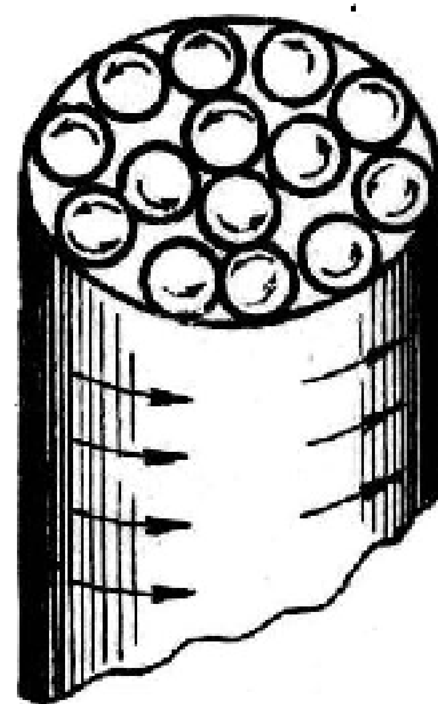


圖 6 — 213

通而成圓筒形（如圖6－213），此圓筒形之電流呈磁鐵之作用。又普通鐵之分子亂雜，各分子上之電流，強弱及方向不定，則其表面不能生一定之電流，故對於外物不呈磁鐵之作用。

【安德生】（Carl David Anderson 1905－）

1905年九月三日生於美國紐約市，1927年獲加州理工學院學士（*C.I.T*），1930年再獲博士學位後留校任教，1939年升正教授。1932年在宇宙射線中發現電子的反粒子（正電子），證實狄倪克的理論，因而和最先研究宇宙射線的赫斯（*V.Hess*）共獲1936年諾貝爾物理學獎。1937年與尼德梅爾（*Seth H. Neddermeyer*）共同在宇宙射線中發現第一個質量介於電子與質子之間的基本粒子，比電子約重207倍，現稱爲緲子（*muon*），以往稱爲介子，但因性質與湯川秀樹（*Hideki Yukawa*）所預測的介子完全不同，而改爲今名。

【宇宙】（Universe）

宇宙確實是在擴大（也叫膨脹），因此宇宙裏兩個星雲間的距離是在隨時間增長。這增長的速度和兩者之間的距離成正比。但是在星雲裏面，例如從一顆星球到另一顆星球的距離並不受此宇宙膨脹的影響，月球與地球間的距離也在增加，增加得很慢，促成月亮遠離地球而去的原因是地球的潮汐，大部分宇宙學家認爲宇宙是有限的，但是並沒有一般的所謂邊際。淺顯的說，我們即使乘一艘與光速一般快的太空船（光速是一切速度的極限，所以太空船即使從理論上說來，最多也只能跑得幾乎和光速一樣快）也永遠到不了宇宙的邊際。

【宇宙斥力】（Cosmic repulsion）

一種假想力與質量無關，而隨兩有關物體之距離之增加而增強。此理論之提出者爲愛因斯坦；但後來此見解被摒棄。

【宇宙級加速器】（Cosmotron）

愛因斯坦（*Albert Einstein*）預言的，當質點運動較快時，它們

就變得較重。當接近光速時，它們的質量會變得較在靜止時大幾百倍。爲了抵償這現象，加速器的設計變更了，以使磁場和電場按它們每秒的變更數而增加。磁場和電場經校準或使它們變得更快，以配合質點的速度與質量的增加，故這器械叫做同步廻旋加速器（*synchronized cyclotrons*），或簡稱同步加速器（*synchrotrons*）。有些這種器械產生具有十億電子伏特能量的質點，因而叫做貝伐加速器（*bevatrons*）；又因爲這些質點能量接近在原始宇宙射線中發現的能量，故也叫做宇宙級加速器。

1954年底，一座宇宙級加速器在布魯克海文（*Brookhaven*）落成，茲示其略圖如圖6—214。在此加速器裏已達到3 *GeV*以上的電壓降，質子從其靜電發電機得到4 *MeV*的能量啓動。

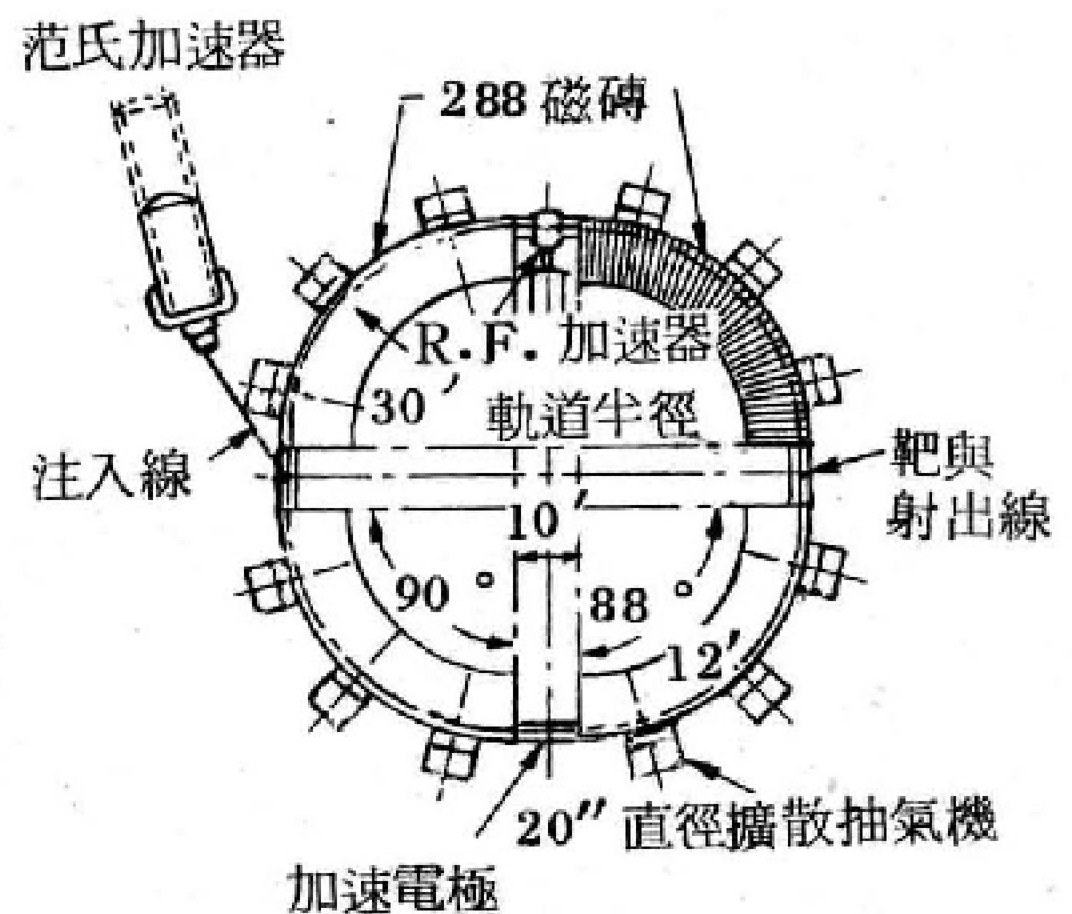


圖 6 — 214
宇宙加速器略圖

【宇宙射線】（Cosmic ray）

宇宙射線現分爲兩類：一是原宇宙線（*primary cosmic ray*），是來自地球以外的高能量帶電粒子，其中約91.5％是質子，7.8％是氦核，其餘是碳（*C*）、氮（*N*）、氧（*O*）及鐵（*Fe*）等重原子核。二是次級（*secondary*）宇宙線，由原宇宙線撞擊地球上大氣時所生，包括各種派子（*π - mesons*），洸子（*K - mesons*）及超子（*hyperons*）等。

原宇宙射線的強度大致不變，且在空間中各向同性，即輻射並無方向之別，因在星際空間各種不同強度及方向的磁場使宇宙線粒子一再偏轉，與自輻射源發出的方向毫無關係所致。其所含粒子的種類並不一致，例如太陽中的宇宙射線除有甚多重原子核外，還有極少量的鋰（*Li*）

、鈹（ *Be* ）、硼（ *B* ）等輕原子核，撞及地球大氣層的宇宙線總數約爲 1/厘米 ^{2} 秒。宇宙線的能譜介於 10^{14} 至 10^{19} eV 之間。

黑斯（ *Hess* ）在 1911 年發現宇宙射線，迄今 60 餘年，關於其來源問題大部仍未解決，主要的困難在不能發現一種可行的機構使帶電粒子加速至上述之極大能量。目前的猜測認爲是星體劇烈活動所致，諸如星雲爆炸及星球或超新星的爆裂。因超新星才有大量的重元素，同時這些爆炸現象放出極大的能量。

地球表面上的空氣層約相當於原宇宙線中質子的 13 次碰撞的平均自由路程，故宇宙線粒子不可避免地會與高空中的原子交互作用，即生次級宇宙線。所生的原子核碎片又與空氣中的原子繼續交互作用，每次碰撞產生派子，派子衰變成緲子（ *muon* ）及 γ 射線。派子能量甚大，依照相對論有時間膨脹（ *time dilation* ）現象，故下落至海平面仍未衰變。同時 γ 射線又產生電子、正電子對，再放射更多 γ 射線，這樣產生的大量電子稱爲廣延空氣射叢（ *extensive air shower*；*E.A.S.* ）。雖然由於電離損耗 *E.A.S.* 逐漸衰變，但高能量的原宇宙線仍使含有億萬電子的 *E.A.S.* 抵達海平面。因此測定 *E.A.S.* 成爲研究宇宙射線的重要方法。

研究次線宇宙級已發現多種新粒子，如正電子及各種介子，以及與物質的交互作用。此外，由宇宙線的交互作用，爲測定地球上許多物體的年齡提供可行的方法，例如用碳 - 14 以定年（ *dating* ）的技術。

根據密立坎教授（ *Prof . R . A . Millikan* ）之研究，來自外太空之宇宙射線幾乎全部爲正電荷之原子核。其中三分之二稱爲原宇宙射線質點，其餘三分之一之 90 %爲 α 質點，10 %爲氮、氧及鐵之重核（ *heavy nucleus* ）。

值得注意的是宇宙射線並不是光線（ *rays* ），而是接近光速的帶電粒子。“宇宙射線”是個歷史名詞，在 1911 年黑斯爲證明某種外來

的輻射線的存在，在試量氣體的導電力而發現了宇宙射線。直到 30年後，，科學家才證明宇宙射線主要是質子。在 1948年才發現除了質子外尙有正電氦原子、α粒子、碳、氮等及鐵的核子。鐵是宇宙射線中最重的核子。

宇宙射線成分有二種：(1)銀河宇宙射線。(2)太陽宇宙射線。

假如你在地磁範圍外放一探測器，通常可以量到每平方公分每秒 0.2粒子，這種密度在任何方向與時間上是不變的。這是銀河系約在30百萬電子伏特（*MeV*）以上的宇宙射線密度。但如在太陽活動高潮時，在大的太陽噴焰後，進行測量，宇宙射線密度會在噴焰幾小時後高達一萬倍，再慢慢降下來，在 5到 10天恢復正常。這種由太陽噴焰後加速促成密度增加的粒子，叫宇宙射線，同銀河宇宙射線屬於同樣的粒子。但由於來源不同，時間上的行爲及質子及重核子數量與銀河宇宙射線不同，所以名稱也不同。

宇宙射線之波長介於 $10^{-18}\sim10^{-14}$ 米之間，其來源以未明之星系際射線爲多。抵達地球時可能已在旅途中行進若干億萬年。另有太陽中發生之宇宙射線，係隨太陽噴焰而放射，太陽黑子區域實爲宇宙線之源。宇宙射線爲具有極高能量之少數質點及量子，大部分以直線向地球表面垂直射來，其強度均勻一致，足以穿透甚厚的鉛板。經追尋結果，發現在任何深水下均有其微跡之存在。在 50,000 公尺以上之高空中，其密度一定，抵 20,000 公尺以上之高空處，氮之原子被分裂，而產生能量較低的第二次及第三次宇宙射線，此等射線對高空大氣有深厚的游離作用，使太空中成爲電漿的世界。抵達海平面時，其游離能力迅速減小，但其能量仍足穿透 10 公尺左右之隧道。其原宇宙射線在赤道上之強度較兩極約低 10 %，高山上之次宇宙射線又大於海平面，海平面之宇宙射線，因受溫度影響而強度稍低。

宇宙射線之原射線以帶正電之質子 α 質點爲多。其沿地球磁軸入

射者，趨向於磁極，故不受地球磁場之影響，並在極區使氮原子燃燒而成宇宙光（即極光）。在磁赤道平面上入射地球者，則受地球磁場之拘束而在磁場中偏轉一甚遠之距離，形成范艾倫帶。高速之質點偏轉較小，遂得逃出磁場拘束仍以直線貫穿磁場，直射地球的表面。在高緯度所見高密度原宇宙射線具有 9×10^{9} 電子伏特之能量。其二次射線之能量則達 10^{19} 電子伏特之鉅，此能量達現代機器所供最高能量之十萬萬倍。次宇宙射線中伴隨 γ 射線者為豐富之正子（即正性電子）及電子，顯見次射線為原射線導致大氣原子核分裂的結果。在海平面上之一切射線，均屬二次或三次射線，其速率約為平均每分鐘每平方公分一個質點或一個光子。二次射線之穿透力強者稱為硬性宇宙射線（*hard cosmic ray*），多由緲介子組成。緲介子係由派介子衰變而成。派介子的半衰期極短，故迅即消失，其所生緲介子即成為硬性宇宙射線中之最大成分。緲介子的半衰期雖僅 10^{-6} 秒，但其穿透力之強至足可驚。穿透力較弱之次宇宙射線稱軟性宇宙射線（*soft cosmic ray*），為正子、電子及 γ 射線所組成。

圖 6—215磁場係與紙面垂直，它的強度由右向左增強。一正離子在垂直於磁場的方向進入場內時的路徑亦表明於圖中，在左方磁場較強處，路徑的曲度較在右方磁場較弱處為大。此一路徑不為一封閉的路徑，同時粒子穿越磁場的方向係與磁場增強的方向垂直。

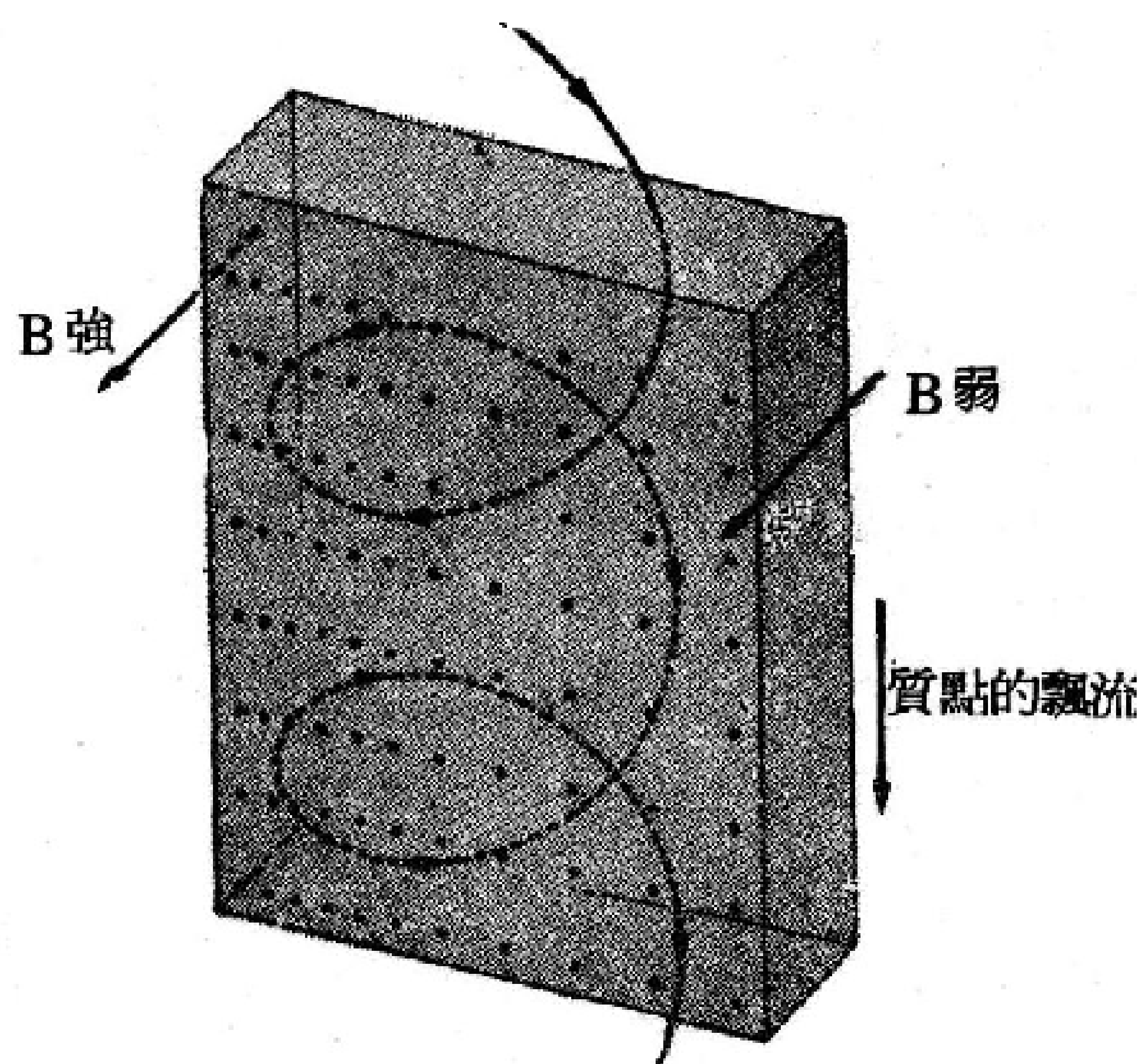


圖 6 — 215
一離子飄流過非均勻磁場的平面運動

圖 6 — 216中所示為地球磁場的力線，此路徑顯示宇宙射線中帶電粒子從外太空進入地球磁場的

運動。粒子沿地球的磁軸進入地球時，並不發生偏向，即使它們僅具有很小的能量，亦可到達地球的表面，唯當粒子沿一與磁軸爲某一角度進入地球時，則其路徑爲一螺旋形的路徑，而那些運行很慢的粒子，其運行的路徑可能彎曲太厲害而使它們不能到達地球的表面。至於那些到達磁赤道的粒子，因係在一垂直於磁場的平面內運動，故受到最大的偏向。因此僅有在磁赤道處具有最大能量的粒子才能到達地球表面。換句話說，帶電的宇宙粒子到達地球表面必須具有的最低能量是自地球的磁軸朝向地球的磁赤道方向增強。

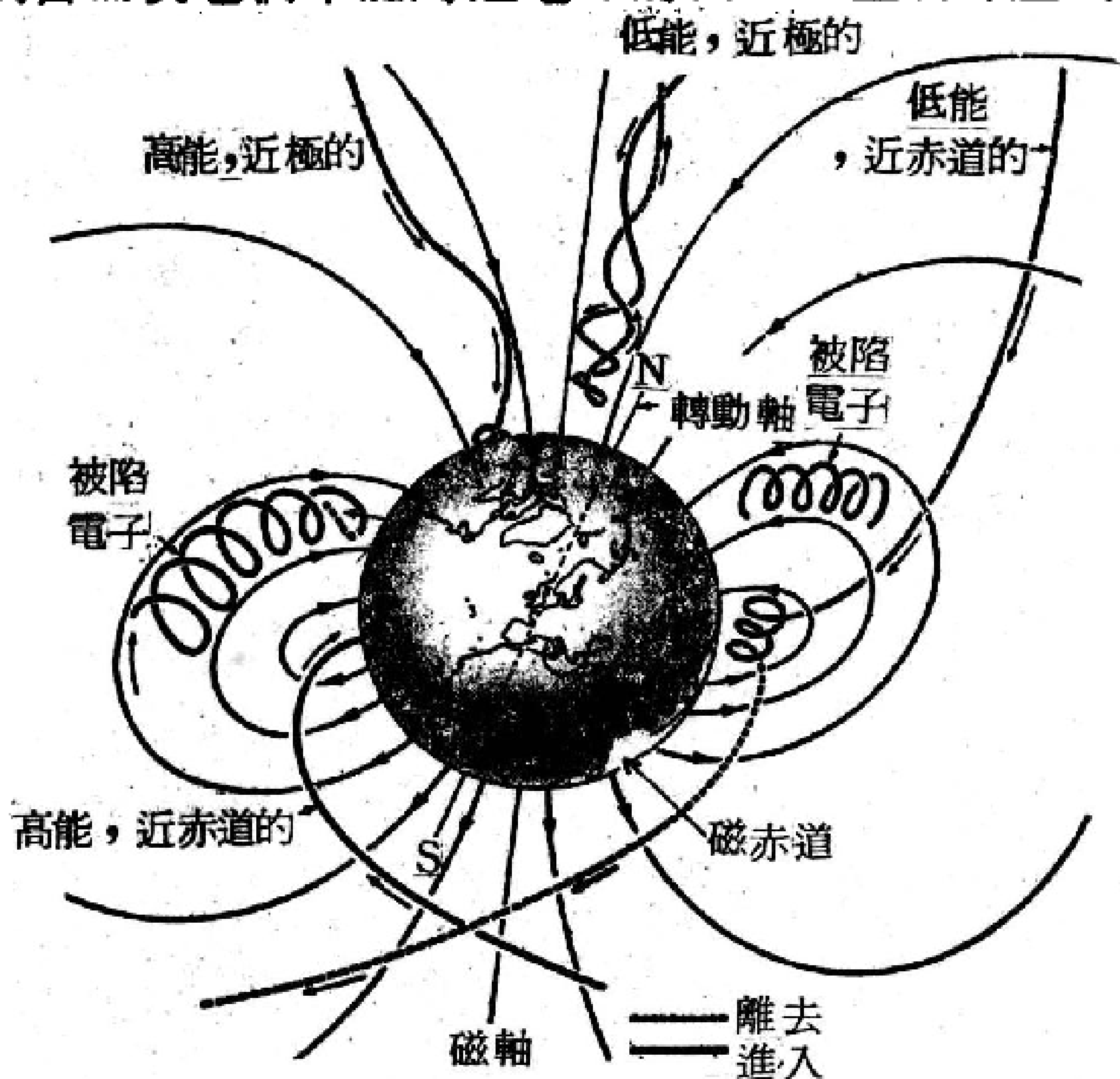


圖 6—216
宇宙射線中帶電粒子在地球磁場的運動

另一由地球磁場所發生的效應，爲宇宙輻射的東西向非對稱性（*east - west asymmetry*）。帶相反符號的宇宙射線粒子，因地球磁場的作用而朝相反的方向彎曲。假如在到達地球的宇宙射線中，帶正電粒子的數量不同於帶負電粒子的數量，則自天頂朝東的方向到達地球某一已知地區的宇宙射線的強度，與自天頂朝西的方向到達的宇宙射線的強度不同。實驗的結果顯示，宇宙射線中的帶電粒子大半是帶正電的粒子。

【宇宙常數】（Universal constant）

宇宙常數乃指光速。在地球坐標內，光速是各向同性的，同時在和地球有相對運動的坐標內，也有相同的結果。而且在 1905 年，愛因斯

坦猜測“光速在所有的坐標系統內都是相同的”。

【宇宙雲】(Cosmic cloud)

在宇宙的一切奧秘之中，最神奇莫測者，莫過於飄浮在空間內的原始物質團塊(都由氣體與塵埃構成的雲霧)。這些物質浮游在星辰之間，在一切旋渦島宇宙的分臂中，還在不規則島宇宙中佔據了很大的面積。宇宙雲本身無光，須藉鄰近恆星的光線才能顯現，有時因爲它並不透明，可把其他星球的光線遮黑，因此也能看出。宇宙雲的密度低得難於想像(每立方吋中只有16個原字)遠勝過地球上所能產生的最完善的眞空。可是，在太陽鄰近的區域中，這些瀰散的雲霧卻非常龐大，因此就其總質量而言，竟與同地區中各星球的總質量不分上下。

宇宙雲可說是萬物創造的原料。大約50萬萬年以前，島宇宙中含有一大股往來迴旋的氫氣，那時空間裏並無星光，所以這氫氣旋轉時並不可見。雲氣旋轉之際，發生了擾動，形成了渦流，在渦流之中，重力作用開始把細小質點熔接成漸趨龐大的物體。然後，漸趨龐大的圓塊感受了重力的擠壓，其內部溫度漸次升高。最後，在每一團塊的炎熯爔熱的中心，原子核開始反應；氫原子變成了氦原子(與氫彈中之反應一樣)，於是就燃亮了最初的星辰。銀河與其他一切的島宇宙全是這樣形成的。天文學家們相信，我們目前所見天空深處廣大而朦朧的雲塊中間，星辰創造的緩慢程序還繼續進行著。

【宇宙電波】(Cosmic radio waves)

又稱宇宙無線電波。由空間抵達地球之無線電波，截至目前已發現者，至少有二種明顯之形式：

1.狹頻率範圍(*frequency range*)，即頻率約在1,420*mc/sec*左右。

2.連續發射，包括所有無線電頻率範圍。

【宇宙極限】(Bonier of the universe)

宇宙極限的定義，是從理論上說來，能不能看得見這個立場出發，而產生的地平線（ *horizon* ）概念。

宇宙有一個最基本的現象，便是不停的在膨脹，宇宙的膨脹好比吹氣球，氣球（宇宙）愈脹大，黑點（星雲）與黑點之間的距離也愈增加。所不同者氣球是在三度空間，所以氣球殼是一個二度面；而宇宙是在四度空間（第四度是時間），所以星雲們是散佈在一個三度球面上。

宇宙間四處佈滿了星雲，星雲發射光子，發出的光子若能達到地球，我們便可看得見那星雲，若達不到地球，便永生永世也看不見那星雲。因此以觀測者為中心，可以畫出一球面，球面之外星雲退離的速度超過光速。這一個球面，叫做事故水平線（ *event horizon* ），也就是觀測的極限，在事故水平線以外發生的事故，因為傳遞消息的光子趕不過宇宙的膨脹，永遠走不到這兒，我們也永遠不會知曉。

除了事故水平線之外，還有所謂粒子水平線（ *particle horizon* ）。這是因為宇宙不但在空間上有極限，在時間上也有起始，並非綿綿不絕，恆古如一。若在萬物初生之時（約百萬萬年前）從地球上發出一個信號，待到今日，也不過走到百萬萬光年之遠。在百萬萬光年外的星雲，還看不見地球上發出的信號。換言之，百萬萬光年外的星雲在萬象伊始時發出的消息，我們現在也不能收到，這一個極限就叫做粒子水平線。

除了事故水平線和粒子水平線之外，還有別的解釋宇宙極限的定義。這些極限（或者半徑）的意義不同，值亦各異。而且不同的宇宙論學派，因為推算的方法不同，也得出不等的結果，但其值大致都在百萬萬光年上下，這就是為什麼科學家常說宇宙的半徑是百億光年的緣故了。

【宇宙塵】（Cosmic dust）

依照現時的天文學觀點，天河或銀河原來是氣和塵的龐大凝聚，它們徐徐旋轉，闖入動亂的旋渦而凝結為星。在某些區域，那兒若干星密

集形成，實際上所有氣和塵都到達一顆星和另一顆星。留在空間的，絕無僅有。在球形星羣方面，在橢圓形銀河方面及在螺旋形銀河的中央核心方面，就是如此。

在螺旋形銀河的外邊，過程效率差得很。星以較少的數目形成，遂留下許多氣和塵。我們是在我們自己銀河的螺旋形枝幹內，我們遂能看見雲狀塵造成的淺黑斑點襯著銀河的紅暈。我們自己銀河的中心完全被這種雲狀塵所遮蔽。

宇宙所由構成的材料大部分是氫和氦，氦原子沒有黏在一起的傾向。氫原子則有這種傾向，但僅是成雙成對，構成氫分子。這是表示各星之間的材料，大部分以分開的細小氫原子和分子組成。這是組成那些構成各星間物質主體的星際氣體。

星際塵（或宇宙塵），以較少的數量存在著的，以極微小然而比單獨之原子或分子大許多的微粒構成，因此必定含有氫或氦以外的某些原子。

次於氫和氦，宇宙中最常見的一種原子是氧。它可以和氫合併，構成氫氧根羣（氫氧）和水分子。這些會有依附著任何別羣及它們可能遭遇之同類分子的顯著傾向，因此由千百萬這類分子構成的微粒逐漸積聚起來。氫氧根羣和水分子可能構成宇宙塵的主要部分。直至 1965 年，氫氧根羣才實際上經人在太空內察覺，它們的分佈遂開始有人研究。希望從這類研究中，我們行將能夠弄清楚有關銀河結構那些我們前所未知的東西。

宇宙塵也必定含有若干以一些比氧更不常見之原子構成的原子配合。透過它們所吸收的光線，在星際空間已察覺有鈣、鈉、鉀和鐵的原子。

在我們的太陽系裏面，有類似的塵，可能是由彗星促成。在我們太陽系的可見界限外邊，或許有大量數目彗星的外表，其中有一部分（或

許由於附近各星的引力的結果），向著太陽降落。彗星是鬆散的凝聚體，由若干微小結實的金屬與岩石碎片，經由冰加上凍結沼氣、氨和其他這類材料結合在一起而成。每次彗星臨近太陽的時候，它的物質一部分蒸發掉，若干極小的結實微粒遂獲釋散開，以長尾巴的形式進入空間。最後，那彗星完全崩潰。

在太陽系的歷史中，無數的彗星已經崩潰，結果該系的內圍到處是塵。地球收集這些塵粒微小流星（*micro - mefeoroias*），每天以十億計。太空科學家爲了種種的理由，對它們發生興趣；因較大的微小流星或許對未來的太空人和月球移民，呈現一項威脅。

【宇宙論】（Cosmology）

宇宙的形成與範圍的研究稱爲宇宙論。由於天文物理學的技巧和量度的日益精鍊，於是宇宙論的理論能更精確地予以評估。例如愛因斯坦在廣義相對論裏說：「假如宇宙的形狀是封閉球，它必須是正在收縮或正在膨脹。」赫伯（*Hubble*）發現銀河系退離的現象，正與此見解相吻合，然而宇宙的膨脹率仍不得而知，膨脹是否均勻也不能肯定。

宇宙學家所遭遇到的主要問題，是缺乏在遙遠的星雲系的精確距離資料，例如我們不知道從遙遠的星羣所產生的輻射，有多少被星際間的物質所吸收。甚至有人倡議電磁輻射，在通過宇宙時並非等速；這使我們在決定星際的距離更形複雜。也可能萬有重力常數 G，在整個宇宙裏並不成立，甚或隨時間改變。根據某種理論，G 是宇宙平均密度的函數，而且隨著宇宙的膨脹，逐漸下降。

研究宇宙的歷史和未來的一支，稱爲天體演化學（*Cosmogony*）。由於宇宙受到科學觀察的時間，僅佔天體存在的極小部分，所以天體演化學大部分要根據未測定的前提。這有點像只觀察一個人1分鐘後，就想寫他一生的傳記。譬如天體演化學家，談論星球和星雲系的出生和死亡，然而這些事沒有一件實際地觀察到。

星球的生命史，包括太陽，都是從它的光譜和氫變換成氦的速率而斷定的，當氦聚集在一星球上時，該星球的內部平衡即受到影響，結果該星就逐漸增加它的大小和發光度，突然間它躍升爲新星，而且更快速地變換它的氫。當氫用完後，聚變（*fusion*）就停止，而該星變成所謂白矮星。圖6－217表示這一系列的事件，根據這個設計圖，天體演化學家相信太陽已屆中年，約有50～60億年的高齡，大概用完6％的燃料，要它變成新星，尙需再經過60億年。

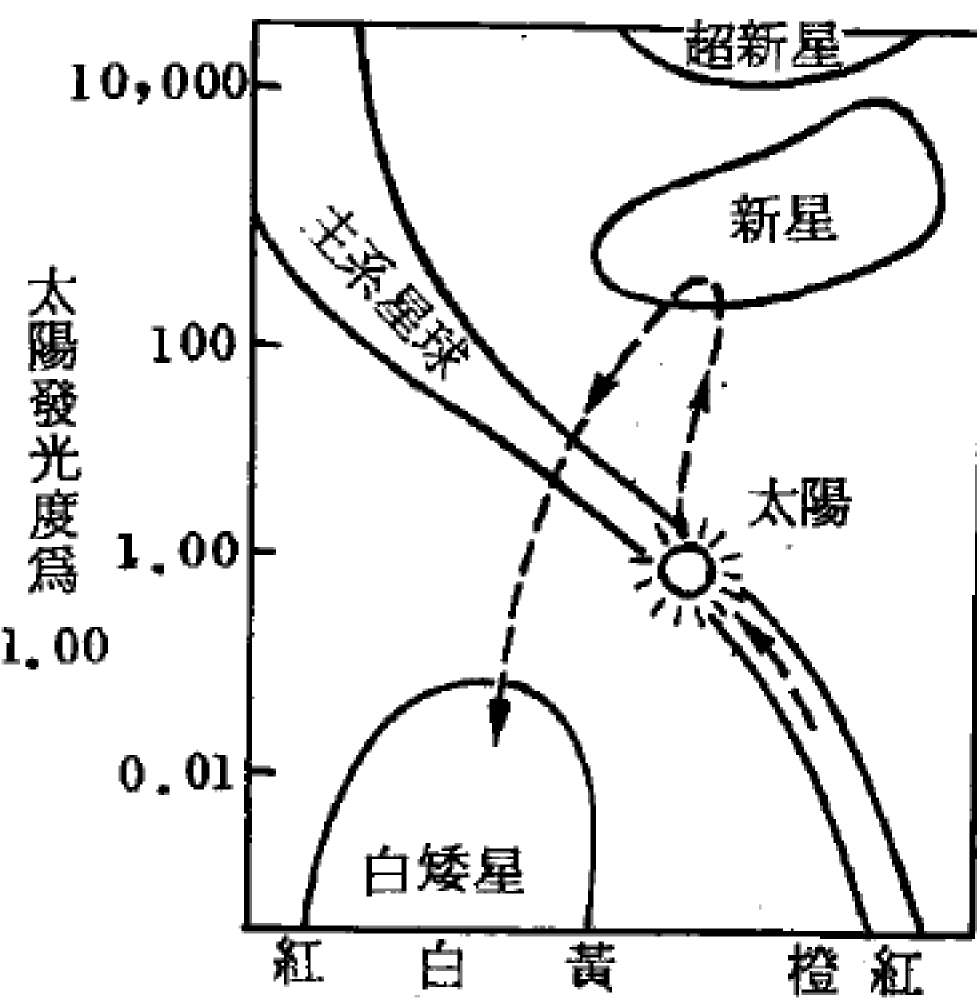


圖6－217

【宇宙膨脹說】（Theory of the expanding universe）

行星繞日運動及光在太陽重力場中的曲折都顯示了重力，只是時空連續區的彎曲的表徵。這種觀念大大地幫助我們瞭解重力現象，更使得我們便於用數學來描述它。完成了這步工作後，愛因斯坦於是更進一步的企圖將這種觀念推廣到整個宇宙。在太陽的例子中，我們有一個集中的質點，環繞著這個質點的是作球狀對稱（*spherical symmetry*）的重力場，它的強度隨距離的增加而減弱。整個宇宙應該均勻地充滿了這種重力物質。從最大的望遠鏡中顯示，就觀察所能及的地區內，星河（*galaxy*）是很均勻的散佈在空間。這很容易使人作這樣一個假設，在觀察極限之外的宇宙也是這個樣子的。因爲相鄰的星河間的距離與已知的宇宙範圍比起來是小得很多，我們可以很正確的運用“燙平方法”，將空間當作是充滿了均勻的物質，而算出它的平均密度大約是每立方米內有一個氫原子。從質量密度與空間曲率的基本關係我們得到一個結論，宇宙空間是等曲率的，它不像雞蛋的面而像圓球的面。但是，假如宇宙空間是彎曲的，那麼它的曲率符號是什麼？它是正曲率空間或是負

曲率空間呢？假如它是正的，它的幾何性質一定和球面一樣，有一定的面積而形成一個封閉的面，它有一定的體積，這種空間叫封閉性空間（*closed space*），若有一太空船從某一點出發，永遠沿著最短曲線前進，那麼最後它終會由相反方向返回這一點。反過來，假若空間的曲率是負的，它的幾何性質就和馬鞍面一樣，它的面既不封閉，它的體積也非有限，這種叫開放性空間（*open space*）。從某一點出發而沿最短曲線前進的太空船就此一去不返，不知所終。

愛因斯坦分析了代表空間曲率與質量分佈關係的基本數學式後得到這樣的一個結論，空間曲率與時間無關，也就是說，就總體來講，宇宙是在靜止狀態（*static state*）。然而這個結論是錯的。可是，當時愛因斯坦尋找這個方程式的靜態答案，出乎他意料之外的沒有這種答案存在。一定有什麼地方弄錯了！為了補救這個情況，愛因斯坦於是又引進一個新的假說，假設有一種新的“力”存在於星河際。和牛頓力完全相反，這個新的力和質量無關（對蘋果、月亮、太陽講，這個力都是一樣大的），它隨二個作用物體間的距離而增加（從來在物理上就沒有聽過這樣的一種力），他叫這種力為宇宙斥力（*cosmic repulsion*）。由於引進了這個力，他的宇宙公式中就有了二個靜態答案。

愛因斯坦自己發現了一個答案，這個叫“愛因斯坦的球狀宇宙”。根據這個模型，宇宙是封閉性的。雖然它的空間坐標就像球面上的經緯線一樣是彎曲的，它的時間軸卻是筆直的，因此事件決不會再現。愛因斯坦的時空連續區的二度空間仿擬體是一個圓柱面，時間軸平行於圓柱的軸，空間軸則垂直於圓柱軸。如圖6－218所示。另外一個解是由荷蘭數學家第昔特（*De. Sitter*）所發現。在他的宇宙模型中空間及時間都是彎曲的，就好像球面幾何，經線是空間而緯線是時間。



(a)愛因斯坦的宇宙



(b)第昔特的宇宙

圖6－218　靜態宇宙的二個模型

然而愛因斯坦與第昔特的靜態宇宙模型都與天文觀察的結果不符，同時由於一個新的宇宙膨脹模型（*expanding universe model*）的成功，這二個靜態模型遂爲大家所放棄。

1922年，俄國數學家傅立曼（*Alexander Friedmenn*），發現了愛因斯坦在推算宇宙公式之解的時候弄錯了。在愛因斯坦的證明中他將一個等式的二端除以一個量，而這個量在某些狀況下是可以爲零的。大家都知道，一個代數式不能爲零除，因此，他的靜態答案在這情況下就不能成立。將這個錯誤改正後，可以得到二個新的模型，二個答案都是隨時間而變的。傅立曼動態宇宙中一個是膨脹的，另一個則是收縮的。愛因斯坦自己很快的就體認到這個發現的重要，而承認宇宙斥力的假說是他一生中最大的疏忽。然而到今天仍然有一些天文學家頑固地堅持宇宙斥力的觀念。

在觀察遙遠處的星河傳來的光波時，發現光譜上的光譜線的頻率都減低了一點，也就是所有的光譜線向紅光的方向移動，這叫向紅光移動（*red shift*），這種移動的大小與銀河系離地球的距離成正比。向紅光移動的唯一解釋是光源的向後退（都卜勒效應），此外就無法解釋了，這樣我們得到的結論是二個星河互相遠離的速度與其距離成正比。這個結果和傅立曼的數學答案完全吻合，這種理論就叫做宇宙膨脹說。

根據這個理論，我們的宇宙最初是一種濃縮的、白熱化的、完全均勻的狀態，這種狀態叫原始原子（*primeval atom*）。由於繼續膨脹的結果，宇宙的質量漸漸地稀釋、冷卻並演化爲今日如此複雜的構造。從“宇宙膨脹說”提出起到數年前止，它遭遇到一個非常嚴重的矛盾，幾乎威脅到它的存在。從每個星河離地球的距離及後退的速度，我們可以算得多久之前這種後退開始，因此可以估計宇宙的年齡。這樣算出的年齡是18億年，這個數字遠較由鈾與鉛的成分比估計出的古老的岩石的年紀爲小。事實上有些岩石發現有30億年的年齡。最近由銣與鍶的

比例算得地球的年齡大約有50億年。很顯然的，20億年的宇宙不可能含有50億年的岩石！不過後來發現，星河間的距離實際上比以前假設的要大2.5倍，這個距離的改變將由膨脹率估計的宇宙年齡從18億年提高到50億年，這個數字與地理學的方法估計的完全相符。同時從研究銀河系的星球演進也得到同樣50億年的結果。

愛因斯坦宇宙公式的傅立曼解允許有二種形態的宇宙存在，一種是週期性（*periodic*）的，另一種是非週期性（*aperiodic*）的。在週期宇宙或脈動宇宙（*pulsating universe*）說中，相鄰星河間之距離會到達某一個極大值，然後再漸漸減少。這個宇宙一直收縮到空間質量密度成爲極大，可能到達核子流體（*nuclear fluid*）狀（大約比水濃 10^{14} 倍）。這極度濃縮狀態之後跟隨的又是膨脹（復興期），到達二個最大的範圍又再度收縮，這種週而復始的性質可從圖6—219上看出。在非週期性或拋物線性的宇宙說中，宇宙由無窮稀薄狀態開始收縮，這種狀態存在了一段無窮的時期，然後在某一個時間到達極大密度，而後再從新進入無窮膨脹狀態。到底我們的宇宙是屬於那一種形態要由關於現時的膨脹率的數據來決定。這個情況很像是由

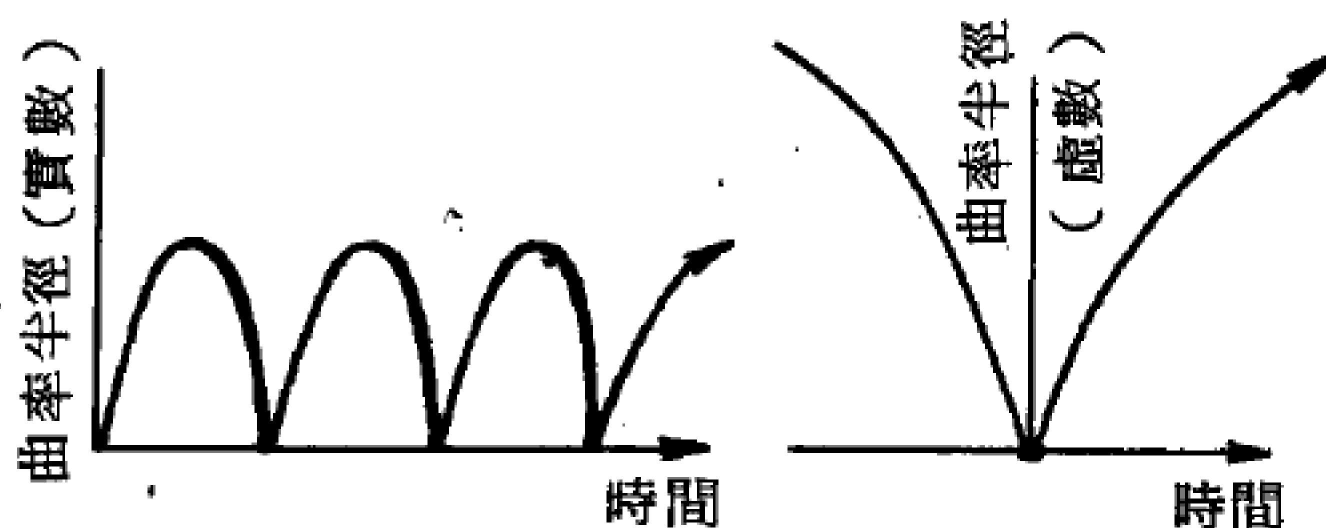


圖6—219　動態宇宙的二種模型

地球上向太空發射的火箭。假如火箭速度小於地球的逃脫速度（*escaping velocity*，11.2公里／秒），它會爬到一個最高點然後再往下掉回地面。假如這個火箭是像網球似的是個彈性物體，則它會再反彈上去，等等。反過來說，火箭速度高於逃脫速度，則它會克服重力而消失於太空中。星河的後退就像一具逃脫的火箭，不過它不單是二個重力作用物體（火箭與地球），而是無窮多個互相遠離的物體。比較星河後退的動能與它們間的重力，我們發現星河互相飛離的速度七倍於互相逃脫

所需的速度。因此，我們的結論是，我們的宇宙相當於宇宙公式中的那個拋物線性（ *parabolic* ）解答，而它現在的膨脹永遠不會停止。

然而，另外還有一個可能性可以改變這個結論。我們得到現在的結論是由於假設宇宙間的質量都集中在星河。假如有一些物質散佈在星河系際的空間，而它的總質量又大於所有星河系質量和之七倍，那麼我們的結論就要倒過來了，也就是說我們的宇宙是脈動宇宙。不過我們能夠確定的是這麼大量的質量不可能以氣或塵的形態存在於星河系際，否則的話較遠處的星河會是紅色，而星河光譜中也會有好些光譜線被它們吸收掉。不過假如這些物質以小至海灘上的圓石子大至月球的岩石形態出現的話，它們對遙遠處星河系的觀察就不會產生影響了。可是有這些岩石存在而不伴隨著氣和塵，好像是不太可能的。

【宇稱】（ Parity ）

時間轉向與空間反置的對稱性，當然也相當於守恆的定律。相當於空間反置不變性的守恆量有一個特別名稱叫做宇稱，這可算是一個新的量子數。宇稱的數值只有＋1和－1兩種，同時，總宇稱是各項宇稱之積而非其和。宇稱之爲正或負，實際上就是我們所考慮的量子態的波動函數，在空間反置變換下的不變或僅變其符號（當然可以有其他種的變法，不過在那種情形下宇稱即無法確定）。由普通的量子力學我們知道，軌角動量爲 l 的波動函數，其在空間反置的變換下會不變或僅變其符號，視 l 爲偶數或奇數而定，換句話說，軌角動的宇稱爲 $(-1)^l$。另外，粒子的本身也可以帶有它本身的宇稱（粒子本身的波動函數在空間反置之下的變動狀況）。粒子本身的宇稱需要用實驗去求。事實上，粒子本身的宇稱並不能被明確地定出來，因爲一方面，由於別的守恆定律的影響，對有些粒子的宇稱，實驗只能求到它們之間的關係，而不能求到一個絕對的數值。另一方面，宇稱的守恆並不是絕對地眞的。這些不守恆宇稱的反應過程，我們無法用它來定粒子的宇稱。因此，很多

時候我們只好以慣例（*conventional*）來補充。當然，慣例不能和已知的實驗結果相衝突。

根據實驗和慣例，我們知道所有自旋爲1/2之重子的宇稱是+1，其反粒子的宇稱是−1。介子（自旋爲0的）的宇稱是−1，光子的宇稱是−1。至於輕子，則因爲要用上太多的慣例，宇稱的規派已無意義。

【宇稱之守恆性】（Conservation of parity）

許多物理定律（但不是所有的）在坐標的反射或反演下是不改變的。它們對反演是對稱（*symmetrical*）的。例如電力學的定律，當x變成$-x$，y變成$-y$，z變成$-z$時，在所有的公式中都沒有改變，重力定律和核子物理的強相互作用的定律也是一樣，只有弱相互作用（如貝他衰變）沒有這個對稱性。在任何一個貝他衰變不會引起很大的影響的物系中（一個原子發射光線就是個良好例子），漢彌頓算符$\hat{H}$與算符$\hat{P}$是對易的。如果某態在起始時有偶宇稱性（*even parity*），在以後的某個時間，你會發現該態還是有偶宇稱性。例如有一原子在即將發射一個光子時具有偶宇稱性，發射以後還是有偶宇稱性（如從奇宇稱性開始結果亦然），這個原理叫做宇稱的守恆性。這就是在量子力學中宇稱守恆和反射對稱兩個名詞夾纏不清的原因。即使在最近幾年以前，大家還是相信大自然的宇稱性是守恆的，現在我們知道這是不對的。由於在貝他衰變反應中不具有反演對稱性，我們才知道它是錯誤的。

【尖波】（Pips）

雷達幕靶子的尖峯脈衝。

【尖峯網路】（Peaking network）

在視頻放大電路中使用，目的加強頻段中某一部分。

【尖晶石晶體】（Spinel crystal）

尖晶石晶體的構造，是在每單位立方形裏，有8個塡滿的四面體位

置（A），和16個塡滿的八面體位置（B）。立方形鐵淦氧磁物（*cubic ferrite*）多有這種晶體結構，此種結構的一大特點是其中所有自旋交換交互作用（AA位置上之離子間的交換交互作用，AB間的交互作用）都趨向於兩自旋的反向排列。但其中AB位置上離子間的作用最強，因此A處的自旋和B處的自旋，方向相反；而位於A處的離子自旋均爲平行，位於B處的離子自旋亦爲平行。

【尖端放電】（Point discharge）

導體尖端部分的電荷密度最大，附近的空氣或微塵因靜電感應而起游離（*ionization*）作用，產生帶有不同電荷之離子（*ion*）。其與尖端電荷不同者，卽相互中和的現象，叫做尖端放電。所以，如果要使電學儀器減少電荷的這種損失，應當把它的帶電部分做得非常光滑，稜角也做成圓滑的。

但尖端放電也有很大的好處，例如可應用來裝置避雷針。

【尖端效應】（Effect of point）

導體帶電，當分佈於表面的電荷由互斥而成平衡狀態時，其曲率大處，電荷的表面密度也大的現象。

【年】（Year）

地球繞日公轉一週，謂之一年；但吾人在地球上觀之，則似太陽行天球一週，因此天文學上所謂一年者，均係指太陽在天球上自某點起，沿黃道由西向東，更回至某點，所須的時間。惟所採用爲標準的某點有所不同，因此，年分爲下列四種：

1.太陽年（*solar year*）——太陽繼續兩次通過春分點所歷的時間，稱爲太陽年，又稱回歸年（*tropical year*），卽爲曆上所用的年。它的長度是365日5時48分46秒。以這個長度爲一年的原則所成的曆，叫做太陽曆（*solar calendar*）。

2.恆星年（*sidereal year*）——地球實際公轉一週所需的時間稱

爲恆星年，其長度爲365日6時9分9秒。

3. 交點年（*anomalistic year*）——地球繼續兩次通過近日點所需的時間，稱爲交點年。其長度爲365日6時13分45.3秒。

4. 曆年（*calendar year*）——分平年、閏年二種。西元數能以4除盡的是閏年，餘爲平年，但能爲100除盡，而不能爲400除盡的，也算平年。分爲十二個月，平年365日，閏年366日。

【年周視差】（Annual parallax）

自恆星看地球公轉軌道的平均半徑的角度。由年周視差的測定，可以知道恆星的距離。年周視差越大的是越接近地球，由年周視差可證明地球的公轉。

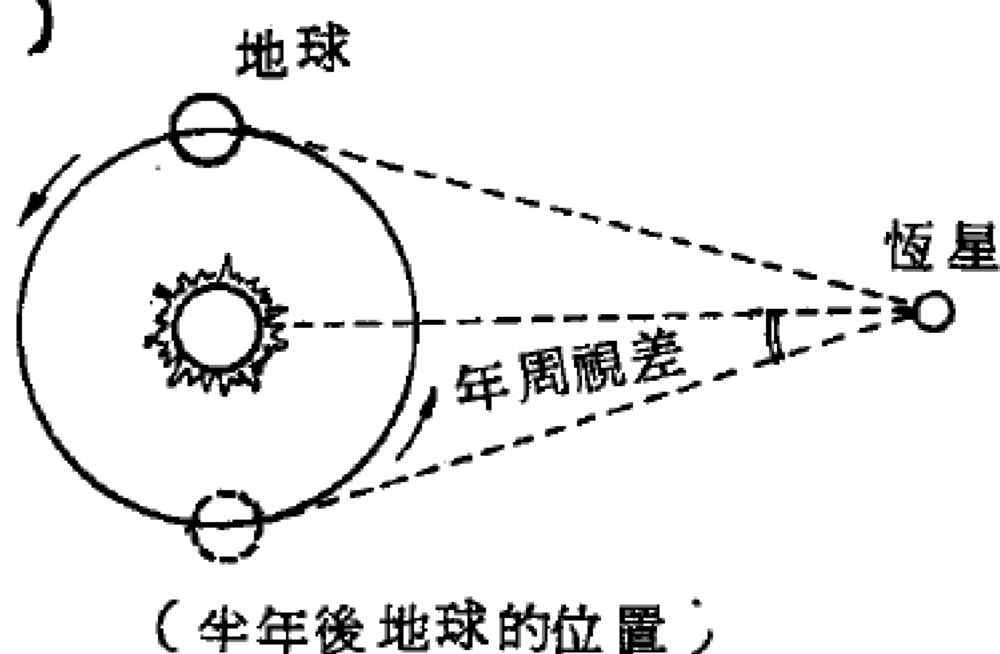


圖6—220　年周視差

【年周運動】（Annual motion）

由於地球有繞日公轉，目視的恆星日比太陽日每天短4分鐘，所以同時刻星體的位置，每日向西移一度，累經一年後，移轉360°而重回原來的位置。這種目視的運動現象叫做年周運動。

恆星日只有23時56分，所見星體在同一位置的時間，每天提早4分鐘。一個月後提早2小時，一年後就早24小時，便跟一年前同一時刻出現在同一位置了。

那麼，恆星日爲什麼會少4分鐘呢？

設想如圖6—221所示的情形，某天正午，太陽正對地球上*A*點，在此時刻也有一顆恆星正對此點。下一次太陽正

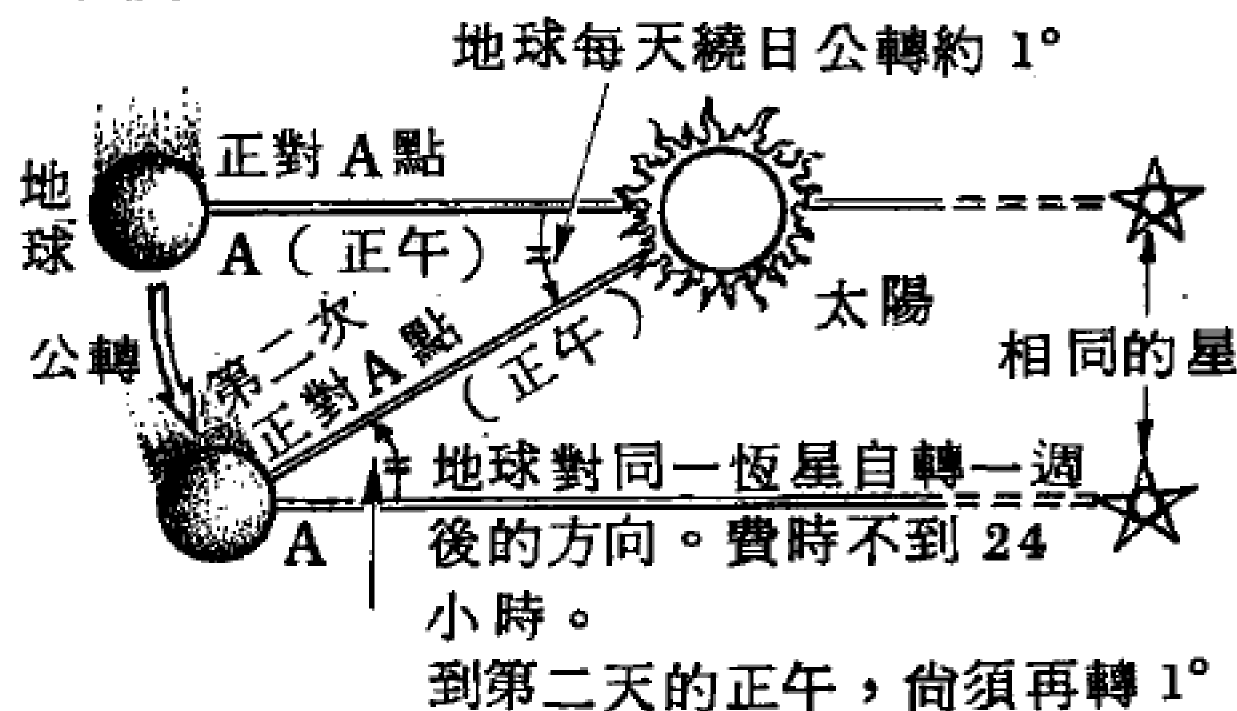


圖6—221　恆星的年周運動

對*A*點時，地球公轉1°，時間是24小時。由於此恆星離太陽系極遠，地

球的公轉雖改變地球在軌道上的位置，但此恆星看起來還是在極遠的地方（如圖的虛線所示）。所以A點第二次正對這同一顆恆星的方向跟第二次正對太陽的方向的夾角爲1°。而地球自轉1°須時4分鐘。故A點先正對恆星，過4分鐘後才再度正對太陽，也就是恆星的日周運動週期比太陽的短4分鐘，而引起星座的年周運動。

由於年周運動，晚間所看的星座，是隨季節而不同。自地球的公轉來說，如圖6－222所示，地球隨季節而變換位置，所以自地球來看，太陽與相反側（夜間）所現的星座便隨季節不同。

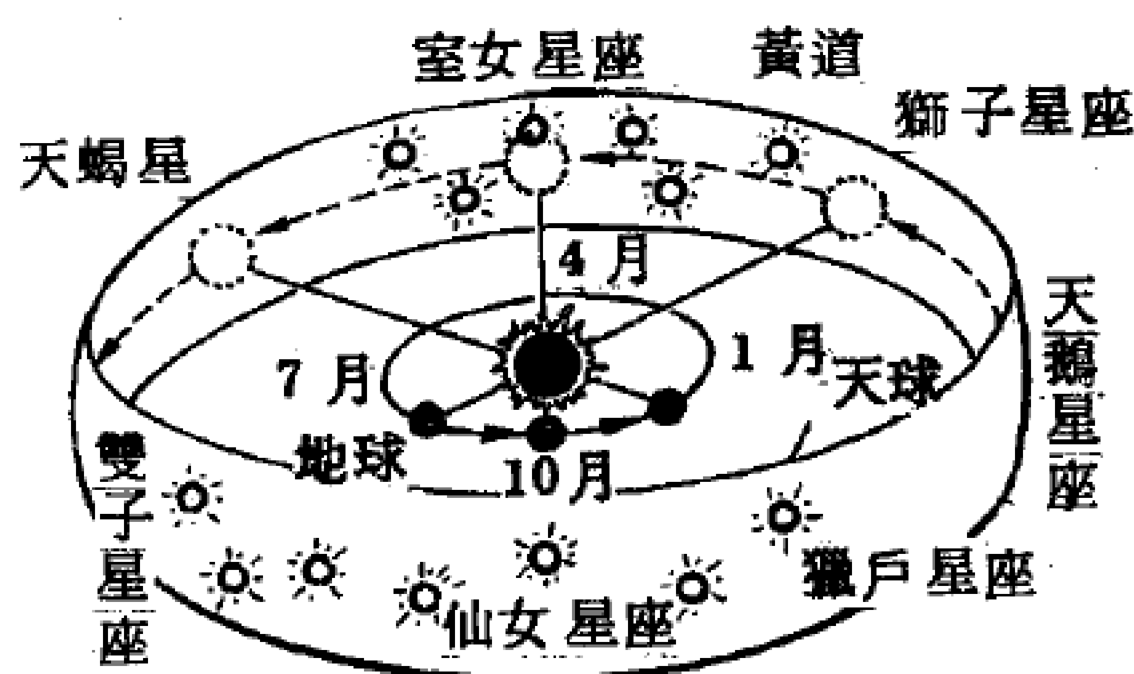


圖 6 — 222　星座的移位

【年溫差】（Annual temperature difference）

月平均氣溫的最大值和最小值的差稱爲年溫差。年溫差是緯度越高越大，越靠近海越小。

【弛緩時間】（Relaxation time）

當電子、原子或分子的平衡狀態受到輕度干擾，經變化後而能再返回到平衡狀態時，兩次變化之間的平均時間就叫做弛緩時間，或叫做鬆弛時間。如金屬晶格中電子與振動晶格或雜質的碰撞，固體中有極分子在電場中的變向等均可用這種方法求出其時間常數。

參閱“阻滯振盪（*Damped oscillation*）”條。

【弛緩振盪】（Relaxation oscillation）

波形與正弦曲線根本不同的自激振盪。因其有這樣一個特點，就決定了弛緩振盪的實際應用範圍。在很多情況下，都需要用按某種不同於正弦的規律而變化的電壓。如在電視或示波器中，爲了實現掃描，就需要這樣一種電壓，這種電壓以恆定的速度變化著，然後又重新回到原來

的值，即電壓曲線應當具有鋸齒的形狀。利用各種不同的弛緩振盪器，例如氖管振盪器（振盪器的線路圖及其產生的振盪波形如圖 6－223所示），都能很容易地獲得所述的鋸齒形電壓。弛緩振盪器的重要特點在於容易對它實行自動同步。弛緩振盪的這些特性，使我們可以利用它來獲取按所需規律及所需速度而變化的電壓。此外，由於弛緩振盪的波形與正弦振盪有很大的差別，其中包含有大量十分顯著的諧波，因此可以用來與頻率進行比較而將頻率校準。爲了產生弛緩振盪，通常都採用電子管電路。與普通電子管振盪器的電路所不同的，是弛緩電路中接有很大的電阻，這個電阻在該電路中具有極爲重要的作用。

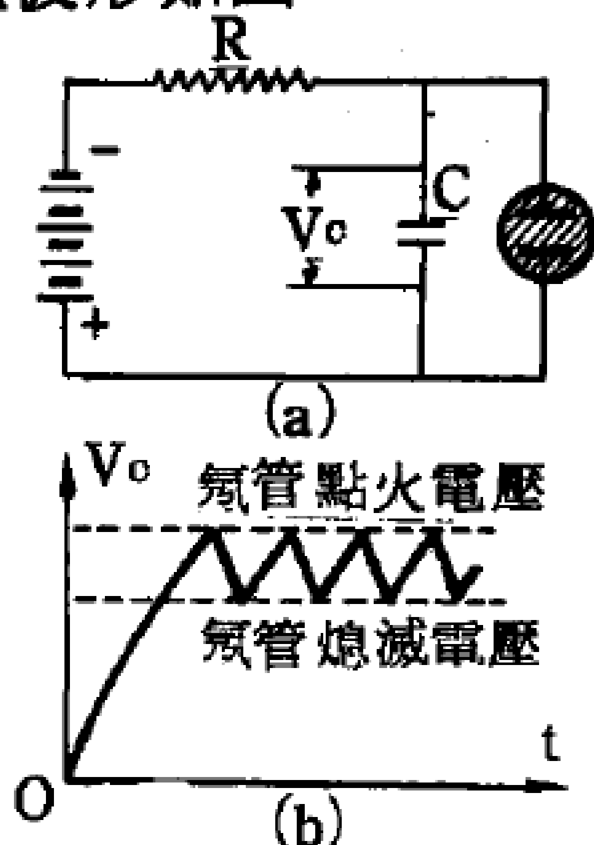


圖 6－223

【托里拆利】（Evangelista Torricelli 1608—1647）

義大利數學家及物理學家，生於法恩札（*Faenza*）。1643 年發明水銀氣壓計原理，首次造成眞空狀態，轟動當時，因自亞里斯多德（*Aristotle*）至笛卡爾（*Rene Descartes*）2,000年中均認爲自然界不可能有眞空。托氏又改善顯微鏡和望遠鏡，後繼大物理學家伽立略（*Galileo*）任佛羅倫斯學院物理學及數學教授，並兼屠斯康尼（*Tuscany*）（義大利中部地區）大公的數學教師。

【托里拆利定律】（Torricelli's law）

爲關於液體流出速度之定律。以液體注入器內，從其側壁或底部距液面若干深處，穿小孔，則液體自筒底小孔流出的速率，恰與液體自其表面自由落下至小孔時的速率相同。流速等於 $v=\sqrt{2gh}$ 。式中 g 爲重力加速度，h 爲由孔到液面的高度，即 v 等於當質點由高度 h 處自由落下時所得的速度，此定理係於 1643 年由托里拆利所發現。

【托里拆利眞空】（Torricelli's vacuum）

托里拆利於1643年首創一實驗，在一端封閉的玻璃管內（長約1米）充滿水銀後，將開口端沉入水銀容器內，並使管垂直豎立，則管內水銀立即降低，但至容器水銀面上某高度處即停止，這是因爲管內的水銀重量被作用於容器水銀面上的大氣壓力支持所致。此時在管內水銀上面除了水銀蒸氣外，並無任何物質，因爲水銀蒸氣壓極低（在20° C時只有0.0012毫米水銀柱），所以幾乎可視作眞空，這叫做托里拆利眞空。

【托里拆利氣壓計】（Torricelli's barometer）

托里拆利於1643年發明水銀氣壓計，以測量大氣壓力。水銀氣壓計是將裝滿水銀的長玻璃管倒豎於水銀盤中，如圖6—224所示。水銀柱上方的空間僅含水銀蒸氣，在常溫時水銀的蒸氣壓力甚小可以忽略不計，故得大氣壓力 p_0 爲　　$p_0 = \rho gh$

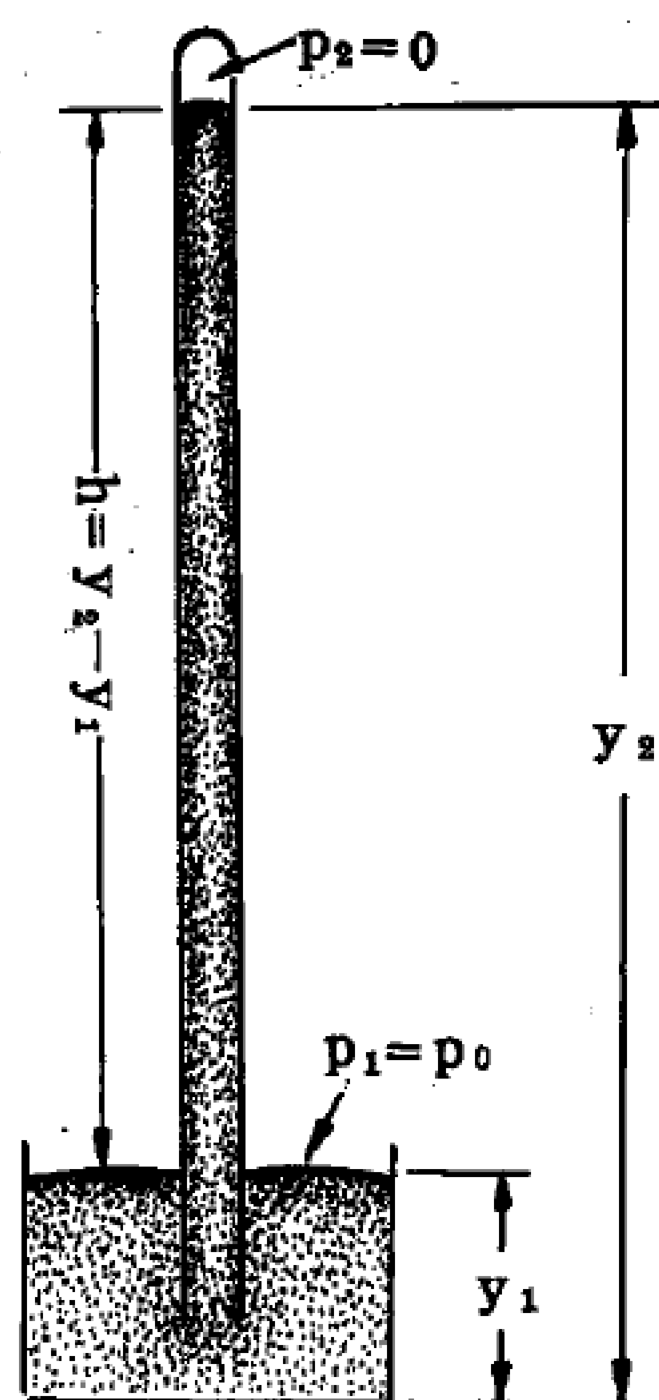


圖 6 — 224
托里拆利氣壓計

【托馬士、費米近似法】（Thomas - Fermi approximation）

當一外加的微擾能量 δu 進入一系統而作用在位置 r 時，整個系統的能量都增加 δu 之多，就費米、狄悅克（*Fermi - Dirac*）統計分佈而言，整個分佈的能量基準，包括化學位能，也增加 δu。如果其他處的能量未改變，則在 r 處受到干擾的粒子密度 $n(r)$，因爲化學位能較高，必須流到旁處以降低密度。密度降低，然後化學位能才和周圍相同，以達到平衡情況。根據托馬士、費米近似法，這種密度改變值可用下式估計之：

$$\delta n(r) = -N(E_f)\,\delta u(r)$$

亦即假設所有超過原先最高能量的粒子全部流出，這種近似相當有用。

【托爾】(Tor)

在 1950 年以前 ，高度眞空的製造者，不斷的在改良他們的抽氣機 (*pump*)、開關閥 (*valve*)、封口物和其他零件，並且也已達到愈來愈低的氣壓。但到了 1940 年代中期 ，他們似乎已遇到一個無法突破的極限，即使用最好的抽氣機，在設計和操作眞空系統時給予最密切的注意，他們只能達到大約一億分之一托爾的低壓。〔爲紀念十七世紀眞空研究的先鋒托里折利 (*Evangelista Torricelli*) 而命名的，現在是眞空技術上的標準單位，定義爲：支持一毫米高的水銀柱，所需要的壓力。〕進一步的改良，並沒有帶來任何改善，眞空計仍指在 10^{-8}托爾上。一個 10^{-8} 托爾的低壓，這大約是海平面上大氣壓力的一千億分之一；也就是抽氣前在眞空室中的每一千億個空氣分子，到抽氣以後只剩下其中的一個了。在一大氣壓之下，每一個氣體分子在與另一個氣體分子相撞前，平均都已運動了幾百萬分之一公分的距離；但在 10^{-8}托爾氣壓下，如果不是因爲眞空室四壁的限制，每一個典型的分子在撞到另一個分子前，都將已旅行了五十萬厘米 (大約三哩) 之遙。在一大氣壓之下，空氣所施於容器 (或氣壓計中水銀柱) 的壓力，乃是每秒有 3×10^{23}個分子碰撞在每平方公分面積的器壁上的結果；但在10^{-8}托爾氣壓下，碰撞的次數減少了一千億倍，降低爲每平方公分每秒 3.8×10^{12}個，看來似乎仍是一個很大的碰撞數目，但尙不足以支持相當一個原子高的水銀柱。顯然地，上面所給的托爾的定義，在實際操作上已失去了任何意義。然而托爾仍被用來定義這些極低的壓力，不過加上一個默契，就是：可以把托爾再定義成另一種有意義的性質，例如氣體分子和容器壁的碰撞率，或者每立方厘米體積所含的氣體分子數 (分子密度) 等。

【收音機】(Broadcast receiver)

具備接收廣播頻段的接收機。

【收能反應】(Endoergic reaction)

設入射粒子 a 的靜止質量爲M_a ，有動能 T_a ，撞及靶核，靶核的靜止質量爲M_A ，動能爲 $T_A \approx 0$ 。反應之後，射出粒子b的靜止質量爲M_b ，動能爲T_b；剩餘原子核 B 質量爲M_B，動能爲 T_B。現在我們定義反應前後質量之差爲 Q 值

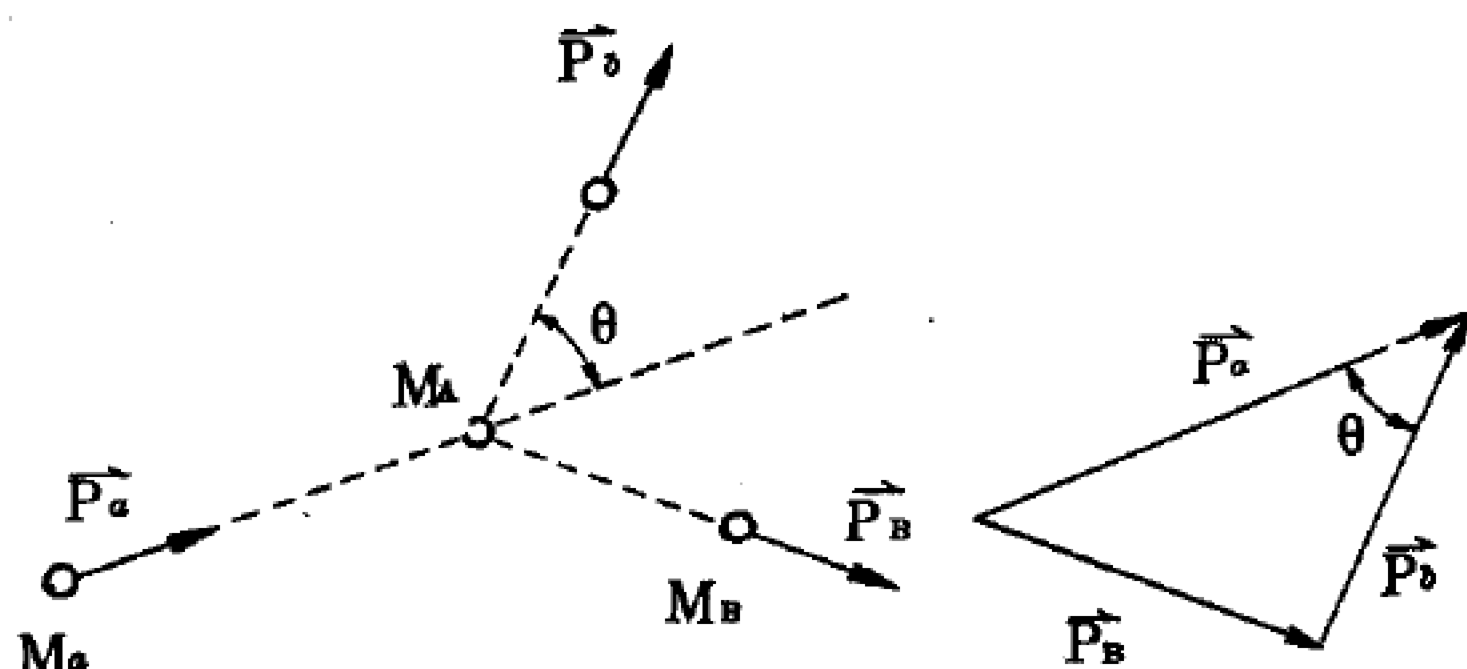


圖 6 — 225
核反應簡圖和動量三角形

$$Q = (M_A + M_a)\ c^2 - (M_B + M_b)\ c^2 \tag{1}$$

由能量守恆可寫成

$$Q = T_B + T_b - T_a \tag{2}$$

又由動量守恆律得（見圖 6 — 225）

$$\vec{P_a} = \vec{P_B} + \vec{P_b} \tag{3}$$

將餘弦定律用於圖 6 — 225 的動量三角形，即得

$$P_B^{\ 2} = P_a^{\ 2} + P_b^{\ 2} - 2P_aP_b\cos\theta \tag{4}$$

而相對論中表動量與動能的關係式爲

$$P^2 = 2MT + T^2/c^2 \tag{5}$$

用此關係式，（4）式可變爲

$$2M_BT_B + T_B^{\ 2}/c^2 = 2M_aT_a + T_a^{\ 2}/c^2 + 2M_bT_b + T_b^{\ 2}/c^2$$

$$- 2\cos\theta\sqrt{(2M_aT_a + T_a^{\ 2}/c^2)(2M_bT_b + T_b^{\ 2}/c^2)} \tag{6}$$

因在一般核反應的能量範圍，粒子或核的動能小於其靜止能量，即 T^2/c^2 等二次項均甚小，故（6）式之解可將二次式之解的平方根展開

而得 $$T_B = \frac{M_a}{M_B}T_a + \frac{M_b}{M_B}T_b - 2\cos\theta\frac{\sqrt{M_aM_bT_aT_b}}{M_B} + \delta \tag{7}$$

式中 δ 是相對論的修正項，爲

$$\delta \approx \frac{1}{2M_B c^2}\left[T_a{}^2+T_b{}^2-T_B{}^2-\cos\theta\sqrt{M_aM_bT_aT_b}\left(\frac{T_a}{M_a}+\frac{T_b}{M_b}\right)\right] \quad (8)$$

將（7）式代入（2）式，即得

$$Q=\frac{M_B+M_b}{M_B}T_b-\frac{M_B-M_a}{M_B}T_a-2\cos\theta\frac{\sqrt{M_aM_bT_aT_b}}{M_B}+\delta \quad (9)$$

這是求Q值的方程式。

當Q為正值時謂之放能反應（*exoergic reaction*），只要帶電的入射粒子的能量能克服庫倫推斥力就可產生反應，至於中性粒子則即使能量甚小，亦能發生反應。若Q為負值，則是收能反應，在這種情形下，就有一臨界能量（*threshold energy*），入射粒子能量低於此值時就不能產生反應。在（9）式中令$T_b=0$，即可求得這臨界能量T_t為

$$T_t=\frac{M_B}{M_B-M_a}\,|Q| \quad (10)$$

在核反應時若所有粒子均在基態，可將Q值寫為Q_0，當反應後若有一粒子在激發態，那個粒子就有較大的靜止質量，此時Q值不等於Q_0，故不同的激發態各有不同的Q值，由實驗數據可求得其值，由能量守恆可知Q與Q_0之差即等於激發能。如圖6—226所示，

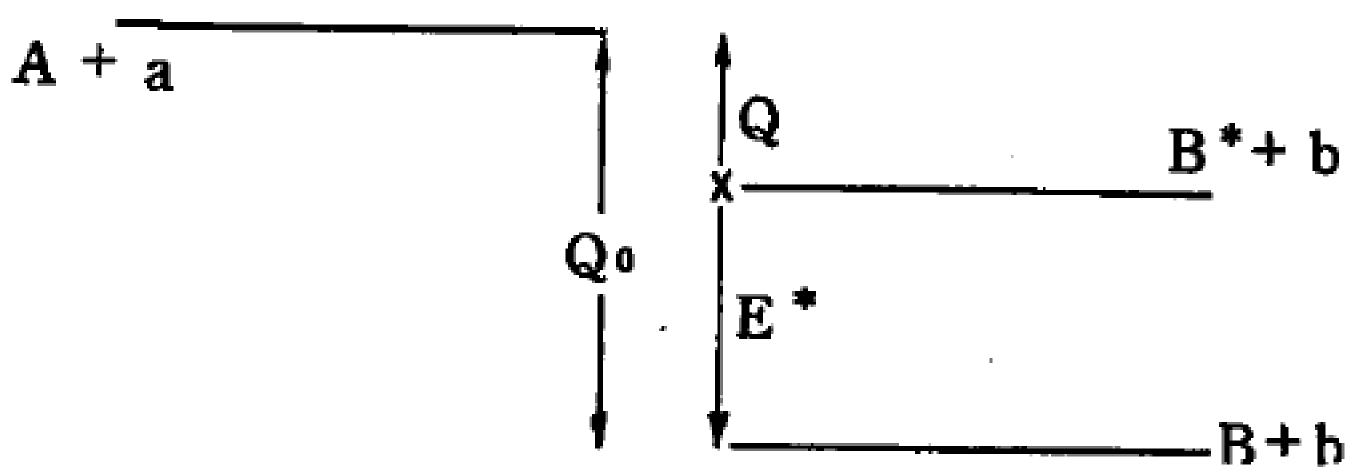


圖6—226　核反應的能階圖

$A+a$的總質量以一水平直線代表，$B+b$基態的總質量是另一水平線，兩線的垂直距離為Q_0（設為放能反應）。當B在激發態B^*時，則B^*+b的線在$A+a$線之下距離Q，故得B的激發能E^*為

$$E^*=Q_0-Q \quad (11)$$

【收氣劑】（Getter）

電子管的眞空泡在抽空時，常有殘留氣體存留泡中，故電子管在製

造過程中，必須放一些收氣劑，如鎂、鈣及鋇等。因以上各物受熱時會吸入氣體，電子管壁的銀色薄層，就是此種物質蒸氣的結果。

【收發兩用機】（Transceiver）

這是一種無線電收發設備，其中用一些電子管與振盪廻路，加入許多轉換裝置，可以接成接收機或發射機。收發兩用機在超短波方面有著廣泛的應用。

收發兩用機的優點在輕便移動式機器內特別顯著，大大地減少了電子管和零件的數目，從而減少了收發兩用機的體積和重量。

【收報機】（Telegraph receiver）

爲受取外來音信之器械。其構造如圖6—227，*M*爲一電磁鐵，從他局傳來之電流，通過電磁鐵，則電磁鐵有磁性，能吸引其上之軟鐵片*E*，此軟鐵片附於以*C*爲支點之槓桿一端，槓桿他端，有一尖端*D*，又記通信符號之紙，捲於一輪上，由鐘錶裝置，可送出而挾於二圓筒之間，槓桿之尖端*D*，常蘸墨水，而與能廻轉之圓筒相對，軟鐵*E*被吸引，則尖端*D*移上，推紙壓於圓筒上，而在紙上畫符號，由電流流通時間之長短，將紙上畫爲線或點之各種符號，故見符號如何，即可知他局所傳來之音訊。

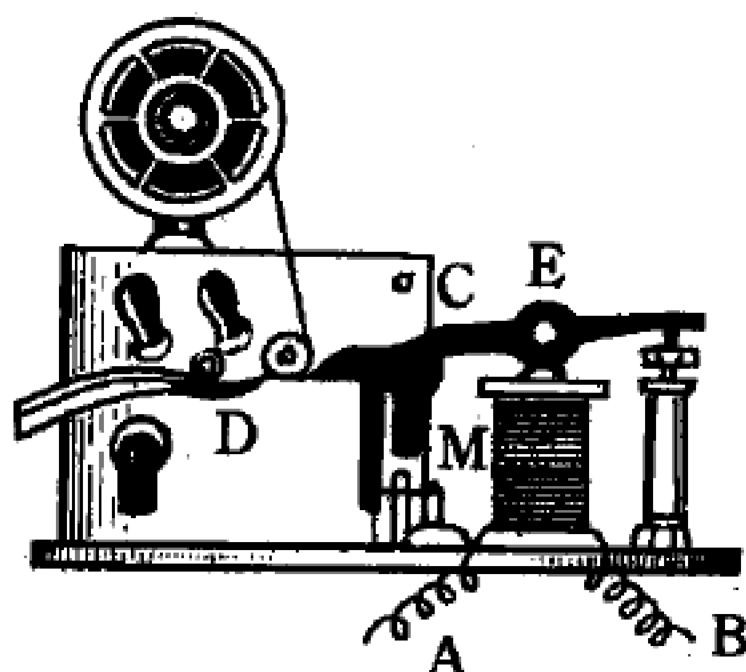


圖6—227

【收話器】（Telephone receiver）

也叫聽筒，其構造如圖6—228。是把發話器所造成的聲音電流變成聲波的器械。當發話器送來的聲音電流通過電磁鐵的線圈時，電磁鐵吸引或推斥振動板的作用，就隨著電流的變化忽強忽弱。因此，振動板就振動，進而使空氣也振動，造成聲波。振動板的材料有使用薄鐵板或銅合金板者。

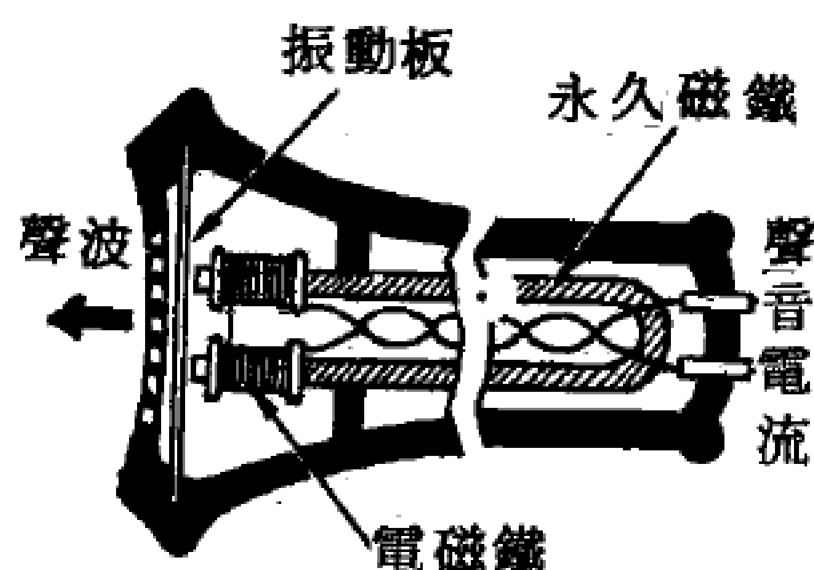


圖6—228　收話器

參閱"電話(*Telephone*)"條。

【收斂透鏡】(Converging lens)

凡凸透鏡均能使光收集於一點,故謂之收斂透鏡,又稱聚光透鏡。

【收斂電極】(Converging electrode)

電視彩色映像管,裝有三個平行的電子槍,準備產生獨立的射線。在每一電子槍的盡頭,有一電極名收斂電極(G_4),該電極是一直徑甚小的圓筒,在射線管內與管之內壁石墨電極(25,000 V)相接,各 G_4 的上方裝有一對極片,藉管頸外的線圈感應獲得一磁場,此等磁場可以強迫三條射線會合撞擊對應的燐點,藉此混合成各種色光。

【曳引係數】(Drag coefficient)

斐索(*Fizeau*)曾做一實驗以測量光在運動的透明體內的速度,他的實驗裝置如圖 6—229 所示,光由 S 發出,到半反射鏡 P,則有一部分光透過 P,經水流抵反射鏡 M_1,M_1 將光反射到反射鏡 M_2,M_2 再將光反射到反射鏡 M_3,最後 M_3 將光反射到 P,光通過 P 而抵觀測點 T;光在此一路程中,水與水流的速度 v 的方向相反。光的另一路程爲由 P 反射到 M_3,再到 M_2,再到 M_1 而回到 P,P 將光反射而抵 T,此一路程,光走的方向永與水流的方向相同。

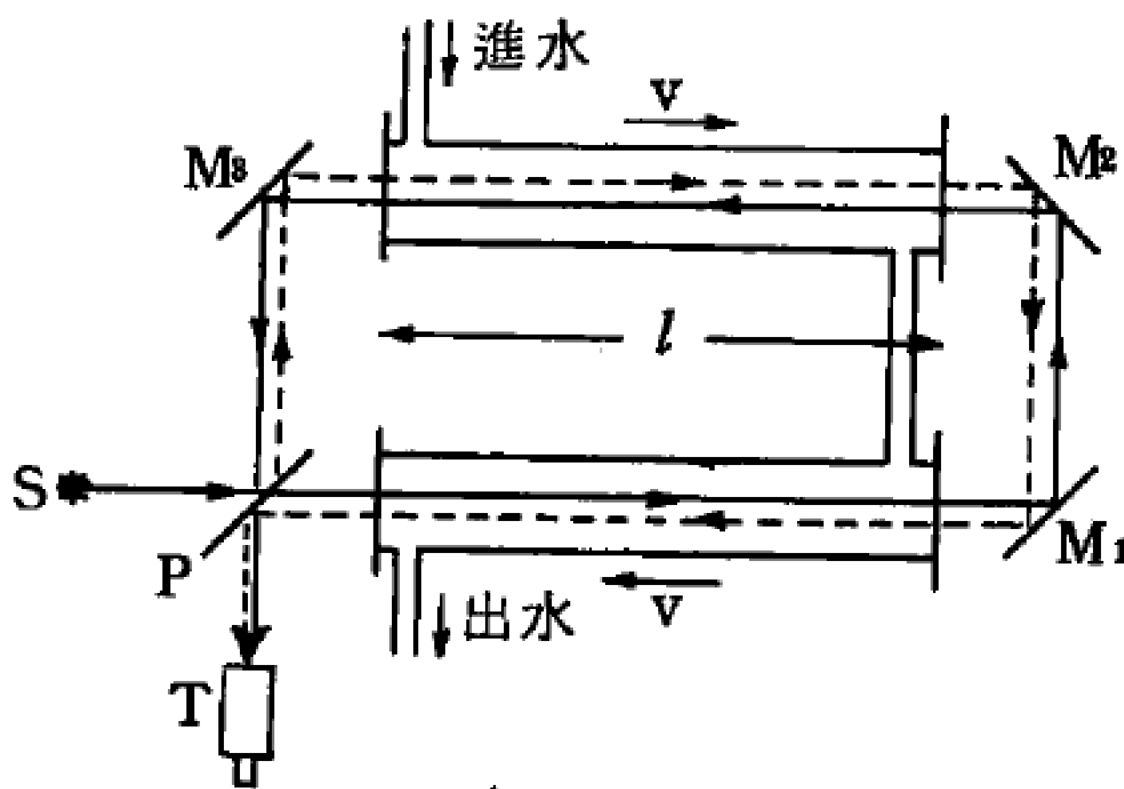


圖 6—229 斐索實驗的裝置

這兩種不同路徑的光在觀測點 T 產生干涉,由干涉條紋即可推測光在兩不同路徑上所費的時間有何不同,更進而推測出光在水流內的速度爲多少。

當時相對論並未問世,所以皆用以太說來解釋,其說法如下:若水的折射率爲 n,則光在對以太爲靜止的水中,其速度爲 $\frac{c}{n}$。現在若水以

速度 v 運動，當時有一說法，以爲以太被水拖著走，但以太隨水移動的速度並不與水速相同，而爲水速 v 的 f 倍，即 fv ，f 稱爲曳引係數。

由古典的速度相加原理（即由伽立略變換而得來的速度相加原理），則光在流動的水中對以太的速度爲：

$$\frac{c}{n} \pm fv$$

此即光在流動水中的速度，“＋”表示光的方向與水流方向相反，“－”表示兩者方向相同。

所以，在斐索實驗中，兩路徑之時間差爲

$$\Delta t = \frac{2l}{\left(\frac{c}{n} - fv\right)} - \frac{2l}{\left(\frac{c}{n} + fv\right)}$$

Δt 可由干涉條紋推出來，實驗的結果是：

假若 $f = 1 - \frac{1}{n^2}$ ，則理論與實驗相符合，但此種以太說並不完整而且缺乏存在的根據。

若以相對論來解釋，不需要以太的假設，而且將可發現曳引係數只不過是相對論的一種效應。

因光對水速度爲 $\frac{c}{n}$，而水現有一速度 v ，所以對靜止之觀測者而言，光在水內之速度，由相對論內之速度轉換，爲

$$u = \frac{\frac{c}{n} \pm v}{1 \pm \frac{v}{nc}} \quad \left(\begin{array}{l} +\text{爲光速方向與水速相反} \\ -\text{爲光速方向與水速相同} \end{array}\right)$$

若　$v \ll c$ 則

$$u = \frac{c}{n}\left(1 \pm \frac{vn}{c}\right)\left(1 \pm \frac{v}{nc}\right)^{-1}$$

$$=\frac{c}{n}\left(1\pm\frac{vn}{c}\right)\left(1\mp\frac{v}{nc}+\cdots\cdots\right)$$

$$\simeq\frac{c}{n}\left(1\pm\frac{vn}{c}\mp\frac{v}{nc}\right)$$

所以光在流水內之速度爲

$$u\simeq\frac{c}{n}\pm\left(1-\frac{1}{n^2}\right)v$$

卽曳引係數 $f=1-\frac{1}{n^2}$

可見曳引係數不過是由相對論的一個效應而已。

【曳引電磁鐵】(Zugmagnete)

所謂曳引電磁鐵，可用來控制電路的開關。這種電磁鐵的構造很簡單，主要部分爲一圓筒形的線圈，其中空的部位裝有導向軸套，適可容一軟鐵芯滑入。一旦電路接通，軟鐵芯卽被一強大的力量吸入線圈之內。

【曲率中心】(Center of curvature)

曲面鏡之球形中心。

【曲率半徑】(Radius of curvature)

透鏡面至球心的距離稱爲該面的曲率半徑。

【曲槍】(Bent gun)

射線管電子槍的一款，開始時射線與管軸成一角度，後由一離子穽使之再度彎曲。

【曲管氣壓計】(Curved tube barometer)

曲管氣壓計係用一根管子彎成U形，短的一邊，管端開口，長的一邊高約一米，管口封閉（圖6—230）。爲了能將所有的空氣排盡，須先將長管子斜著灌進水銀；然後再將其垂直放著。這不過是把托里折利實驗的形式稍加改變了。水銀由於受到外界空氣壓力的阻止，不可能從短的一邊流出來。長管內的水銀柱則略略下降，在上端封閉部分留下

一段眞空。因此，這裏又出現了一根水銀柱（也就是氣壓高度），其壓力正好與外界的氣壓相等。至於我們必須以 a b 間的水銀高度爲量度依據，自不待言。這兩個液面在水銀柱升降移動時並非固定。水銀在 b 處上升，就隨著在 a 處下降。現在我們可將一根毫米標度，也就是刻有毫米的量尺和氣壓計管子牢繫在一起，然後只要讀數兩次即可。如果下部的水銀面 a 在 3 毫米處，上部的 b 在 780毫米處，氣壓即爲 780 － 3 ＝ 777 毫米 。 爲減少兩次讀數的麻煩，可以改用浮動標度，並於每次要讀出氣壓高度時，先將浮動標度的零點移置在下部水銀面 a 處，如此便可直接讀出 a b 間的氣壓高度，其結果甚爲精確。

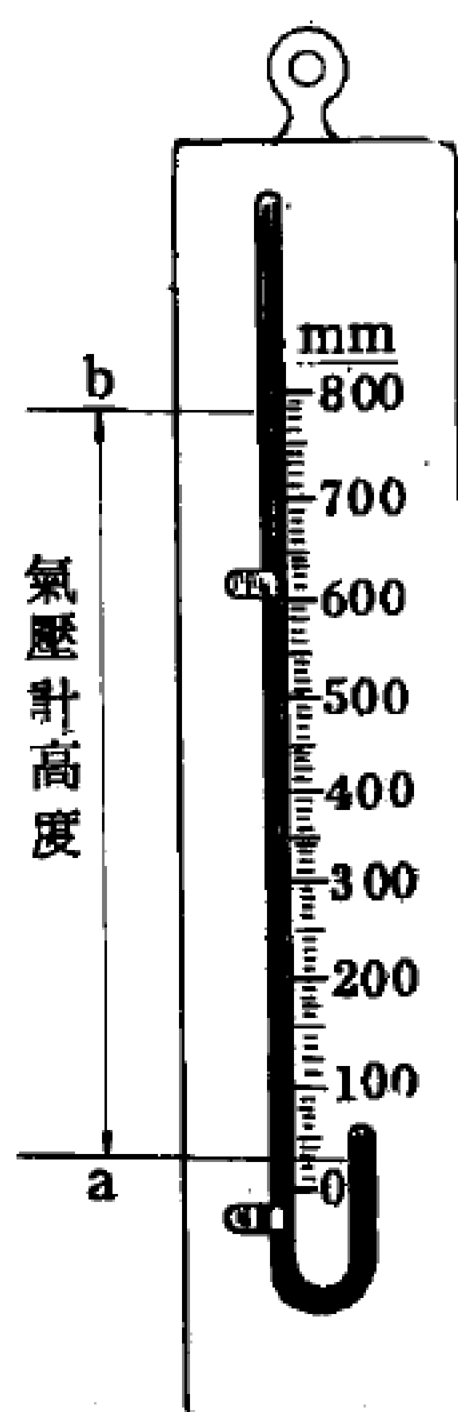


圖 6 — 230 曲管氣壓計

【曲線斜率】（Slope of curve）

指曲線與水平之傾斜程度。

【曲線測驗板】（Curve test plate）

測驗一平板準模爲測定其他球表面之儀器，由康拉狄（*A.E.Conrady*）所設計。其理想乃首先由於試圖檢定顯微鏡、透鏡之半徑而起，凹鏡的測驗板乃使之適合（以牛頓環）預先製就之玻璃半球，此球可由螺旋測徑器（*micrometer gauge*）交在其赤道半徑上而測定之。如此測定可精確得之，再者任何誤差有關半徑者均可減半，例如半徑在半吋以上，則用此法對上值可靠度在 0.001 *mm*以內（即一毫米的千分之一）。

欲推廣此原則應用於較長的測驗平板，則操作須採用圓盤標準規（*disc gauge*）乃一玻璃製完全半球直徑一呎（即 6 吋半徑），但既笨重又不方便，故取其直徑僅留一狹的赤道帶（寬半吋）使用（見圖 6 — 231

）。此稱爲圓盤標準規之邊緣，磨光至最外直徑爲此所記半徑之兩倍爲止。將磨光測驗平板放在圓盤標準規上，細長牛頓環將在其表面間看出，且僅在完全適合時，始有條紋漫伸至測驗板之全部直徑。圓盤直徑大至6吋則可測至1/100 mm以內，則精確度達1／200mm，即半徑之百分之0.003。

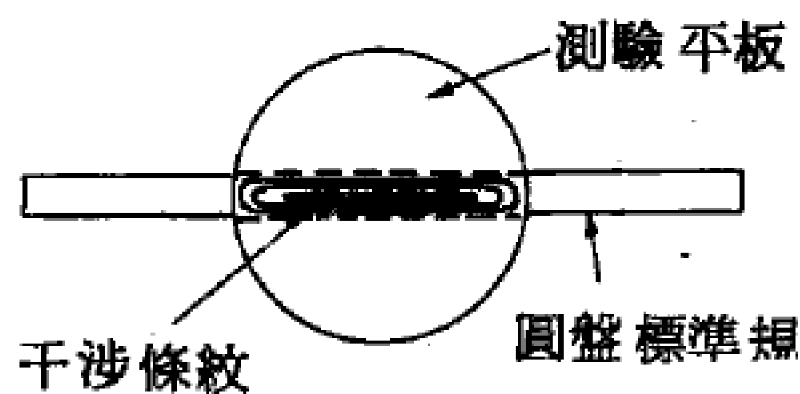


圖 6 — 231

當凹的測驗板之正確半徑求得時，一凸的測驗板製成適合前板，如此則見有一均勻的干涉色遍及全面積。

【有心場近似法】（Central-field approximation）

量子力學建立很完美的氫原子模型，用球對稱的有心靜電位計算的預測與實驗的結果非常相合。但是在複雜的原子，因帶有多電子的關係，其微分方程式非常複雜，成爲多體的難題。

因此，有心場近似法即假設每一原子構造中的電子，受到原子核和其他電子的作用後，仍然保持有球對稱性（*spherically symmetry*）的位形式$V(r)$。如此，則每一電子仍然是有心場的薛丁格方程式的解，可以求其解。

現在，在方程式中的位函數部分，分爲原子核所生的電場和軌道上電子所產生的電場。後者可視爲產生有效屏蔽電荷，使總位是由某有效電荷所產生的電位。哈吹（*Hartree*）更用自恰場近似法將i個電子的位能寫成

$$V_i(r_i)=-\frac{Ze^2}{r_i}+e^2\sum_{j\neq i}^{z}\int\frac{|u_j(r_j)|^2}{|r_i-r_j|}d^3r_j$$

而薛丁格有心場方程式爲

$$\left[\nabla^2+\frac{2m}{\hbar^2}(E-V_i(r_i))\right]u_i(r_i)=0$$

解此Z組非線性微分方程式，就可以解得原子構造的問題。

【有功電流】（Watt current）

如電流通過電阻，即有功的表現，故稱有功電流。

【有序合金】(Ordered alloy)

假定有一個合金由兩種數目相等而型態卻不同的金屬原子A和B構成(如二元合金AB)。若A原子和B原子彼此之間有一規則的週期排列，則此類合金稱為有序合金(其他複雜合金亦可以同理解釋之)。反之，如果排列並無規則性，則稱為無序合金。一般言之，在溫度為絕對零度時，幾乎所有的合金均有規則的排列。當溫度改變時，合金的規則性就隨著溫度的增高而破壞。當達到轉變溫度時，規則性即完全破壞而變成無序合金。因此合金排列的規則性，乃深受溫度的影響。

【有抗電路】(Reactive circuit)

詳閱"電路之功率(*Power of circuit*)"條。

【有效功率】(Effective power)

指電路中實際消耗的電力，等於視功率與功率因數之乘積。

【有效半衰期】(Effective half-life)

含在生物體(如人體或動物體)內的放射核種，一方面因為衰變，另一方面因為隨排泄出體外，所以體內的輻射強度逐漸減少，我們就稱強度減至一半所需的時間為有效半衰期。

【有效位能】(Effective potential)

在古典力學中的向心運動，其總能量E可以寫為

$$E=\frac{1}{2}m\dot{r}^2+\frac{1}{2}\frac{l^2}{mr^2}+V(r)$$

若第一項為徑向動能，則二、三項之和可以視為新的位能。這在量子力學上，解微分方程式(薛丁格方程式)時，將$(\frac{1}{2})l^2/mr^2+V(r)$視為有效位能。此時三維空間的問題，可化為一維問題，則由一維問題的討論可知此方程式的解，其步驟是薛丁格波函數分為角函數和徑向函數

$$\psi_{Elm}(r,\theta,\phi)=R_{Elm}(r)\,Y_{lm}(\theta,\phi)$$

因是向心運動，所以有球對稱，以$R_{Elm}(r)=U_{El}(r)/r$代入後，徑向方程式即可化為

$$\left[\frac{1}{2m}\left(-i\hbar\frac{d}{dr}\right)^2+\frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2}+V+V(r)\right]U_{El}(r)$$

$$=EU_{El}(r)$$

此方程式為一維波動方程式，其有效位能為

$$l(l+1)\hbar^2/2mr^2+V(r)$$

【有效角速度】(Effective angular velocity)

謂在一點的有效角速度，乃是其瞬時速度的均方根。

【有效阻抗】(Effective impedance)

一個具有頻率特性複式電路中，在指定頻率下的阻抗值。

【有效值】(Effective value)

物理量的均方根值稱為該量的有效值。均方根值即該量平方後求其平均值，再取平方根而得。若該物理量僅取n個分立的數值X_j，則其有效值為
$$X_{eff}=\left\{(1/n)\sum_{j=1}^{n}X_j^2\right\}^{1/2}$$

若該量為時間的連續函數$X(t)$，則

$$X_{eff}=\left\{(1/T)\int_0^T X^2(t)\,dt\right\}^{1/2}$$

式中T是求平均的時間期間，或當$X(t)$為週期性函數時，T則表示一個或數個週期的時間。

【有效射功率】(Effective radiated power)

天線功率與天線功率增益之積。

【有效速度】(Effective velocity)

瞬時速度的均方根。

【有效區域】(Service area)

指無線電廣播電臺，其信號強度接收有效的領域。

【有效溫度】（Effective temperature ；簡稱$E.T.$）

有效溫度是用來估量溫度、濕度、空氣運動等因素對人體舒適感之影響的一種標準。

如欲定出某一房間的有效溫度，應先測量該房間的乾球濕球溫度，然後在有效溫度圖上（如圖6—232）相應的乾濕球溫度之間，畫一直線，定出此線與空氣速率線的交點，再由交點沿著圖上的斜線找過去，就可以找到所求的有效溫度了。

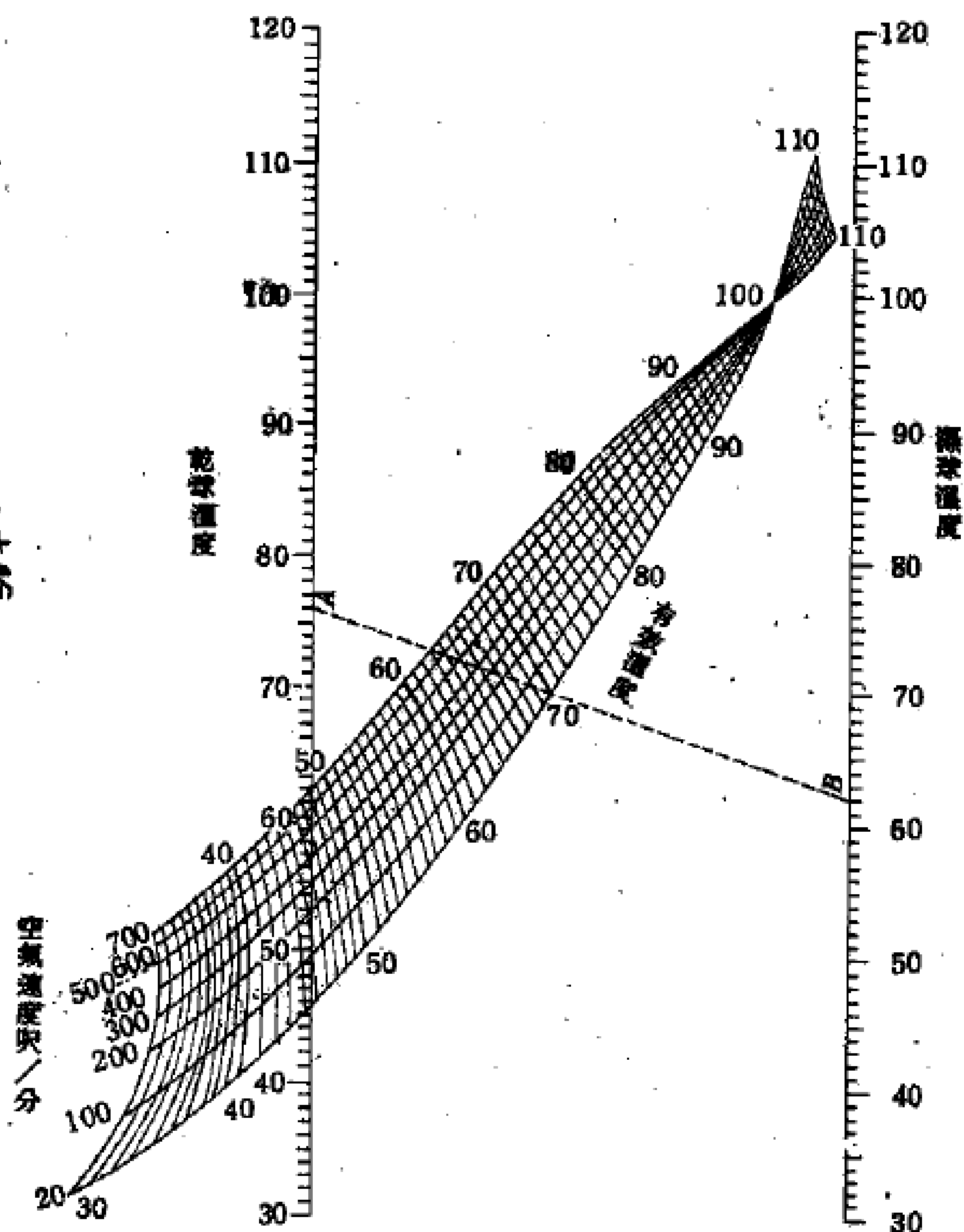


圖6—232 有效溫度

醫院、病房的有效溫度，應維持在$70°E.T.$。$66°E.T.$可作為冬季室內有效溫度的設計參考。

【有效電阻】（Effective resistance）

電阻的基本意義就是電流通過導體時，電子與電子相碰，或電子與原子相碰，能將電力改為熱力的一種障礙力。故它是電路中能引起能量損失的電阻。為了使具有有效電阻的電路中之電流得以維持，需要消耗電功。除了導體材料本身所具有的電阻外，電路的有效電阻還可能由其他原因而產生，例如，由於電介質內的能量損失與介質發熱；由於鋼材或其他磁性材料內的損失（這種損失也與材料發熱有關）；由於實心導體內的渦流損失等等。不過這些使電路有效電阻增加的各種類型的損失，都是只有在交流（A.C.）情況下才能發生。

此外，由於趨膚效應（*skin effect*）的緣故，導體的交流有效電阻還隨著電流的頻率而變化。電流的頻率越高，電流滲入導體的深度就越小，導體的有效截面就越小，而其電阻也就越大。因此，導體的交流有效電阻就可能大於直流有效電阻（在電流頻率很高時，可能大出許多倍）。

【有效電流】（Effective current）

交流電的有效電壓和有效電流，是跟直流電的電壓、電流相當的。譬如，假定1安培直流電流通過電燈泡能夠發出一定的光亮來，那麼1安培交流電的有效電流通過這盞電燈泡時，也能發出同樣的光亮來。電壓也一樣，例如，在電燈泡上所寫的220伏特，就是指的有效電壓。將交流電壓的最大值乘以$\frac{1}{\sqrt{2}}$，稱爲有效電壓值。

【有效壽命】（Effective life；Useful life）

一般指電子管本身或燈絲使用的有效時間的長短。

【有效截面積】（Effective cross section）

用機槍任意（如在黑暗中）射擊一遠處倉房的側面，側面之面積爲A，其上有許多小餐盤懸於任意之位置（但不重疊），餐盤面積各爲σ。如有q個餐盤，子彈射向倉房之發射率爲R_0，盤被擊破之或然率R爲何？由任意事件之性質

$$R = R_0\,(\sigma q/A) \qquad (1)$$

σq爲所有盤子的總面積。事實上亦可由此關係求每一盤子的幾何面積，解σ得

$$\sigma = RA/R_0 q \qquad (2)$$

可由R、A、R_0及q之值求得σ，σ叫做子彈擊盤事件之截面積（*cross section*）。

考慮範圍更小之事件，例如子彈擊中盤子後，盤子恰破成五片。此事件之發生率R_5遠較上述事件之發生率R爲小。仿照（2）式，定義一可測量的截面積σ_5

$$\sigma_5 = R_5 A/R_0 q \qquad (3)$$

尙可考慮其他破法，如破成十三片，或一破片之面積等於或大於盤子的一半，或一破片垂直向上飛等等。每一事件，皆可由量得事件之發生率 R_x 而定出其截面積 σ_x。上述任一截面積，不必與盤的幾何面積有關；截面積是指定事件發生之或然率的量度法。截面積十分重要，因僅由某一種事件而鑑定，且與實驗裝置的細節無關。如（3）式，不論多大的倉房（A），多少盤子（q），機槍子彈發射率多快（R_0），總得相同之 σ_5 值，所量到之 R_5 值總使 σ_5 之值相同。

同理，在核子物理學中，常用原子核擊靶，測量某些特定事件之發生率，求出此等事件之截面積。例如以 30MeV 能量之氘核（^2H 或 d）擊向金箔，可發生許多事件，(1)氘核進入前半球之彈性散射，(2)氘核進入後半球之彈性散射，(3)氘核進入與入射線爲 30° 和 60° 之夾角間的非彈性散射，(4)核反應 $d + {}^{197}Au \rightarrow p + {}^{198}Au$，(5)核反應 $d + {}^{197}Au \rightarrow n + {}^{198}Hg$，$n$ 表示中子。任一此等事件（尙有許多其他事件）有其截面積 σ_x，如知道實驗裝置之細節，可用截面積計算此一事件之發生率 R_x。所有實驗之最終目的乃爲了解核力的性質。

設箔片暴露於射束（beam）的面積爲 A，厚度 x。如每單位體積之箔片有 n 個靶粒子，則靶粒子的有效總數爲 nAx。若關係事件之有效截面積爲 σ_x，則所有原子核的有效總面積爲 $nAx\sigma_x$。如 R_0 爲入射粒子之擊靶率，R_x 爲關係事件之發生率，因事件的任意性〔參閱（1）式〕，故得

$$\frac{R_x}{R_0} = \frac{(nAx\sigma_x)}{A}$$

或

$$R_x = R_0\, n x \sigma_x \qquad (4)$$

由測量 R_x，R_0，n 及 x，並代入（4）式，可得 σ_x。截面積通常以邦（barns）爲單位；1 邦 $= 10^{-28}$ 米^2。

截面積通常與入射粒子的能量有關，當能量改變時常出現突出的尖峯。這表示在某些確定的特性能量時，反應較在其他能量時易於進行。

與鋼片在某些確定的特性頻率時，將以較大振幅振動之情形相似。

【有效數字】（Significant figures）

有效數字是表示量度精密度的方法之一，包含已確知的位數加上不確定的首位數。例如用米尺量一桌的長度，米尺最小刻度是毫米(*mm*)，量得長度爲 1,438.7 毫米，此數據有五位有效數字，末尾的 7 是不確定的位數，因是在米尺上兩毫米刻度之間估計的數值，並不確定可靠。小數點不影響有效數字的位數。

使用有效數字時，可假設數的最後一位是不確定的位數，其範圍在 ± 1 之間。例如當 π 值寫爲 3.14 時，有效數值是三位，可認爲眞正値位於 3.13 與 3.15 之間。

較大數值之末數位爲零，則在最右有效的零數上加短線，例如 360,$\bar{0}$00 仟米，爲四位有效數字。也可用指數形式表示，例如

數　　值	有效數字	指　數　形　式
0.000647 仟克	3	6.47×10^{-4} 仟克
326.0 厘米	4	3.260×10^{2} 厘米
10,$\bar{0}$00 秒	4	1.000×10^{4} 秒
0.07080	4	7.080×10^{-2}
2,000	1	2×10^{3}

【有效質量】（Effective mass）

一物體受外力作用時，由牛頓第二定律可知，依 $\vec{F} = m\vec{a}$ 運動，m 就是慣性質量，通常簡稱質量。但若此物置於很複雜的系統內，而此系統有內部的作用力，則要描述此物體的運動，很不容易。在固態物理中，要研究電子在物質內、尤其在非金屬物質內的運動時，電子與電子、電子與正離子均有作用力，若再加上外力 $\vec{F}$，要寫出運動方程式就甚爲複雜，所以就引出有效質量的觀念，恰似在物質內的電子具此質量而僅受外力作用，不受其他內力的影響，於是運動方程式可寫爲：

$$\vec{F}=m^{*}\vec{a}$$

$\vec{F}$為外力，m^*是有效質量，就是將所有其他的物質內作用力全歸於m^*內了。

【有效增殖因數】（Effective multiplication factor）

詳閱"增殖因數（*Multiplication factor*）"條。

【有極分子】（Polar molecule）

具有永久電雙極矩（*permanent electric dipole*）的分子稱之爲有極分子。有極分子構成的晶體稱爲分子晶體，例如水（H_2O）、一氯甲烷（CH_3Cl）晶體等。

【有感電阻】（Inductive resistance）

(1)如將一輝光燈、一線圈與一電鑰串聯於一交流電網上(圖6—233(*a*))，則當電路接通時，輝光燈的亮度和直接將之接於網上時無異。這是因爲線圈的歐姆電阻和燈的電阻比較起來，變成無足輕重的緣故。(2)但若在線圈中放上一個軟鐵芯（圖6—233(*b*)），則見燈光晦暗下來。(3)若以一*U*形鐵塊代替此簡陋的軟鐵芯，而將其一股置於線圈中（圖6—233(*c*)），則燈光更弱。(4)如在該*U*形鐵塊上放置一根橫棒將其兩股連接起來，則該燈便熄滅了（圖6—233(*d*)）。在實驗(2)、(3)及(4)中，線圈的歐姆電阻並未改變；但其電流強度則減弱了，在實驗(4)中且弱至完全不足以使該輝光燈的燈絲發光。由此可見，軟鐵芯的插入，一定是將電阻提高了。此種加於線圈歐姆電阻之上的視電阻，稱爲有感電阻R_L。

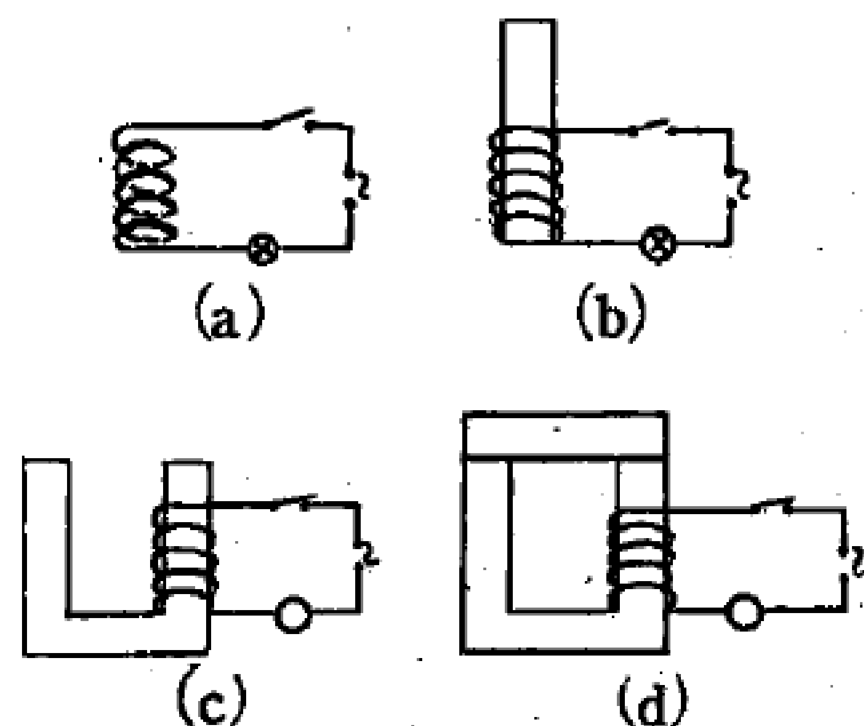


圖6—233　有感電阻的證明

【有線傳像】（Wire photo）

通過有線電的系統，傳送照相。

【有線電話】（Wire telephony）

藉輸送線傳遞言語訊號者。

【有線廣播】（Wire broadcasting）

在無線電廣播系統中，根據有線通訊的原理來集體使用無線電接收機的一種方法。

無線電臺播送的節目由有線廣播站進行接收，用強功率放大器放大，再通過導線轉送給各個無線電聽衆。在聽衆的地方就不安裝無線電接收機，而是安裝揚聲器。在這種系統中，揚聲器（無線電收聽點）的數量爲放大器的功率所限制。此式廣播之最大優點是一部接收機可以應付較多的收聽者，設備費與電能都可以節省很多。

【有槽鐵芯】（Slotted core）

指電機中電樞的鐵芯。

【有機冷卻反應器】（Organic - cooled reactor）

用有機化合物，諸如用多酚（二酚或三酚）混合物做冷卻劑的反應器。

【有機液體緩和反應器】（Organic liquid moderate reactor；簡稱O.L.M.R.）

反應器中所用的冷卻劑與緩速劑爲混合萜烯（*mixed terphenyls*）之一種液體，屬於揮發油類。此亦爲熱反應器，所用燃料爲富厚的鈾或氧化鈾（見圖6—234）。此等構造有下列的優點：

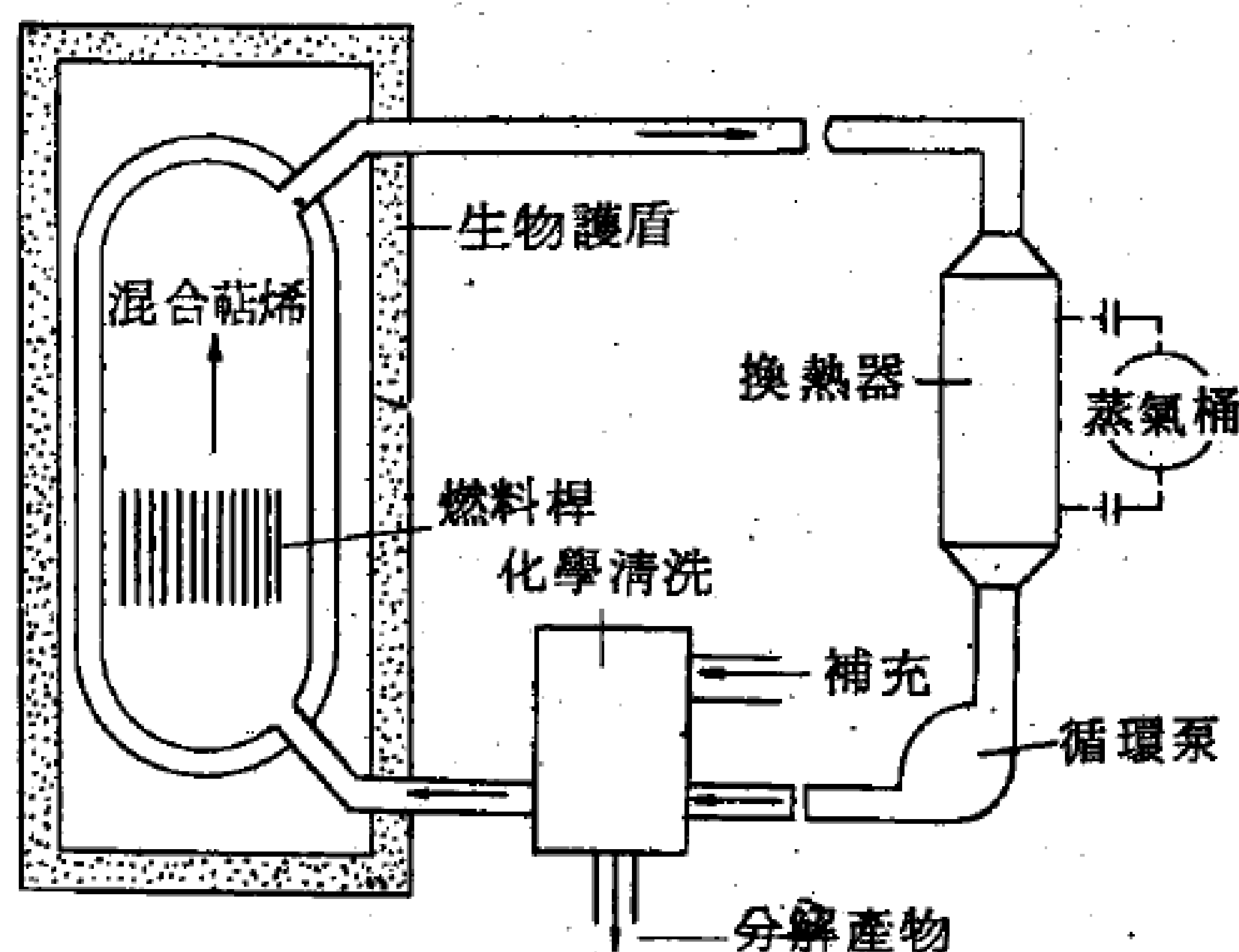


圖 6 — 234

(1)低冷卻劑壓力（每

平方吋不到150磅），故便於原子堆（*pile*）內外的容納。

(2)冷卻劑內放射較低，故可減少因洩漏而引起的危險，並便於保養問題的解決。

(3)減低腐蝕問題，使對建造材料的選擇簡化。

因使用的冷卻劑與緩速劑，具有低速熱中子橫斷面，故可達成中子的節約，又雖然富厚低，但心子的大小可以比較小。但對高溫下的不穩定性、燃燒時有毒放出等問題卻須留意。

【有聲電影】（Talking picture）

如果你仔細看那些置於電影放映機上，放映出有聲電影的一張張的膠片，你會看到一連串靜止的照片，它們在銀幕上放出活動電影來。同時，在靠近膠片的一側處，你會看到一條狹長的帶，其中或者是些波紋線，或者是明暗相間的區域。這狹長的帶子叫做“聲道”，它實際上是說話、音樂以及其他你在電影院中聽到的聲音的照片。

當一部電影拍攝時，可見的動作被拍攝下來，同時演員們所說的話，也被攝在同一膠片上，把聲音變成光，然後把這光照在膠片聲道上，這樣，就把聲音攝下來了。

利用一系列的特別之電子管，聲音變成光線。首先，聲音由微音器收集，把聲音變成電脈衝。這和電話中的情形一樣。電脈衝在電子管內放大，然後送到一特製的燈泡去。這種燈泡和家庭所用的並不相同。它是一條燈管，它的光度在極短的時間內能作很大的改變，它能在數百萬分之一秒內，由亮變暗又變亮。

這樣，聲音變成電脈衝，再變成光脈衝。一個響亮的聲音產生強光，而一微弱的聲音產生暗弱的光。當不同亮度的光照到膠片的聲道上，引起不同數目的銀原子出現。這和拍照片時發生的現象相同。由於光線的作用，溴化銀分子分裂，銀原子出現。

在膠片被沖洗後，根據原來的聲音或強或弱，聲道上或明或暗。暗

黑的部分，表示一響亮的聲音。光亮的部分，表示一微弱的聲音，這叫做密度“變化式”的聲道。因爲聲道從透明變到非常陰暗，卽變成非常濃黑。另一種聲道是由波紋線組成，這叫做面積“變化式”聲道，因爲由波紋線覆蓋的面積是變更著的。當兩種聲道用在電影放映機內，它們的效果相同。

光電管是一種非常特別的電子管。它是有聲電影放映機的心臟，它的職責是把膠片聲道上聲音的照相再變回聲音，光電管並非完成全部工作，但它負責第一個重要的步驟。

光電管，這種特殊的電子管，包含兩個部分——一塊彎曲的金屬片和一條金屬棒，金屬片上塗有一層特別的物質，例如鉋，當光線照在這種物質上，就賦予它一種奇異的活力——放出電子。當光線強時，許多電子流至金屬棒去；而當光線弱時，只有很少的電子流過去，所以電流的強度是隨著光線的亮度而改變的。

在有聲電影放映機裏，光電管放在膠片聲道之前，而強光放在聲道之後，於是光線透過聲道射入光電管中，當聲道是黑暗的，很少光線能穿過；而當聲道是透明的，強光就射入光電管中。

這樣，聲道上的明暗區產生不同亮度的光線脈衝，而這些不同的光線脈衝在光電管內變成不同強度的電脈衝，電脈衝再在電子管內放入，此處電子管和用在無線電收音機中的放大電子管相類似，加強了許多的電脈衝，最後進入揚聲器變成聲音。

【次宇宙線】（**Secondary cosmic ray**）

詳閱“宇宙射線（*Cosmic ray*）”條。

【次級電壓】（**Secondary voltage**）

跨過變壓器次級圈之電壓。

【次級線圈】(Secondary)

變壓器中的線圈，由其上取用經過變壓器變換以後的電壓。變壓器的次級線圈常常不止一個，而是有好幾個。

【次原子能】(Subatomic energy)

次原子所釋放之能稱爲次原子能。

由於機械之發展，吾人已能使原子微粒獲得加速度，且產生人造核子碰撞，於是基本粒子乃逐漸有新發現。新發現之次原子微粒有射線(*ray*)、微中子(*neutrino*)、緲介子(*mu-meson*)、質子(*proton*)、反質子(*anti-proton*)等等。絕大多數屬於過渡粒子(*transition particles*)，存在時間極爲短暫。

【次原子粒子】(Subatomic particle)

任何一種組成原子的粒子、電子、中子、質子等。現之次原子微粒大多爲過渡粒子。

【次臨界裝置】(Subcritical assembly)

一種由可分裂材料和緩速劑組成的反應器，它的有效增殖因數小於1，因此不能引起連鎖反應(*chain reaction*)。這種反應器主要做爲教學用。

【次臨界質量】(Subcritical mass)

可分裂材料量不夠或幾何形狀不適當，不能維持分裂連鎖反應。

【次屬三和音】(Subdominant triad)

參閱“大三和音(*Major chord*)”條。

【氘】(Deuterium)

符號 $^{2}_{1}H$ 或 D，爲氫的一種同位素，其原子核包括一個中子和一個質子，重量大約是普通氫原子核(僅含一個質子)的二倍。氘通稱重氫；沒有放射性。天然界中，重氫與普通氫原子數之比約爲1：6,500。

【氘核】(Deutron)

或稱重氫核，由一質子和一中子組成，能以穩定態存在，且只有基態，別無激發態，這是一種極簡單的核種。由實驗知道，氘核基態的結合能約爲－2.226MeV，比其他所有原子核平均結合能 8MeV 小得多，故氘核中的兩核子是較鬆懈地維繫在一起，很容易分開，因此沒有受激態。自旋量子數 $j=1$，$l=0$，由自旋知道，它只有三個自旋分量，故爲一個三重態（*triplet*），常以 $^3S_1$ 來表示。

其質子和中子的自旋是平行排列著。氘核有很小的電四極矩（*electric quadrupole moment*），其值Q爲正數，但其值甚小（$Q=2.82\times10^{-27}$ 厘米^2），這表示氘核的電荷分佈不是球形狀，而是近似橄欖球形。氘核的磁矩$\mu=0.85735NM$，不等於質子和中子個別磁矩的和，而有微小的差別。這微小的差別和$Q\neq0$顯示作用於氘核中質子和中子之間的核力，包含有一種與自旋有關的作用力（*spin-dependence force*）及一種張量交互作用（*tensor interaction*）。由理論和實驗證明氘核在基態時質子和中子存在一種混合態，約有 96% 時間在 $^3S_1$態，另 4%時間在 $^3D_1$ 態。圖 6－235示氘核波動函數$u(r)$，隨質子和中子距離r而變化的情形。當兩者在相距大於它們交互作用力的範圍R（$R\simeq2.2\times10^{-13}$厘米）時，有超過 50%的機率被分開。雖然如此，氘核不像其他原子核一樣，其核子可存在相距較大距離，超過交互作用力的範圍。

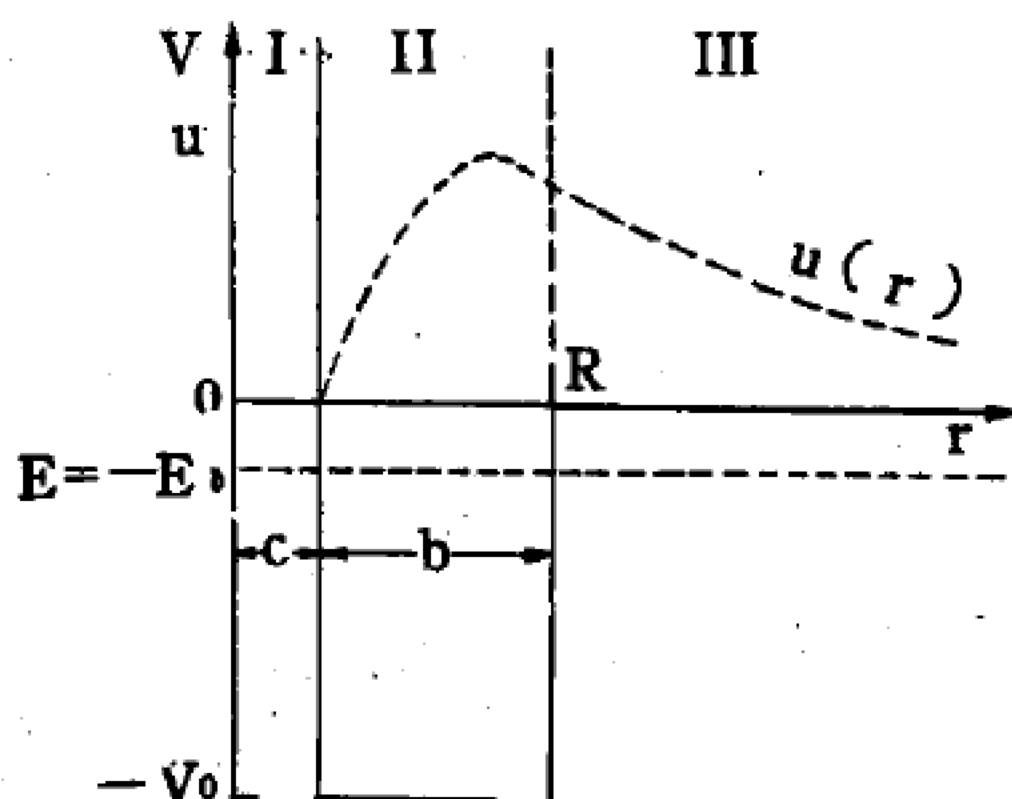


圖 6－235
氘核的位阱和徑向波動函數

兩核子體系除了氘核爲一個質子和一個中子（*pn*）組成外，另有兩個質子（*pp*）及兩個中子（*nn*）也屬於兩核子體系，但（*pp*）及（*nn*）兩者並不構成穩定的原子核。下表列示兩核子體系原子核的性質：

	雙中子 (*nn*)	氘　核 (*np*)	雙質子 (*pp*)
質量		2.014102	
結合能	不	2.226 *MeV*	不
自旋	存	1	存
磁矩	在	0.85735 *NM*	在
Q		2.82×10^{-27} 厘米^2	
平均壽命		穩定	

從研究氘核的性質，對（*pn*）間的核力得到結論如下：

1. 核力中包含有心力（*central force*）。
2. 核力中包含有與自旋有關的作用力。
3. 核力中包含有非有心力的張量交互作用，即張量力（*tensor force*）。

【氖】（Neon）

一種惰性氣體，用在氣體放電管及其他氣體放電器件內。放電時，氖發出紅色的光輝。屬元素之一，符號爲*Ne*。

【氖泡】（Neon bulb）

兩電極封在管中並灌入氖氣，當電流通過，負極即可被淡紅色光輝所遮蓋。氖泡在某一電壓下即生電離（著火），但是低到某一電壓時即停止電離（熄火），利用這個特性，可以做信號燈或弛緩振盪器。

【氖管振盪器】（Neon oscillator）

振盪器包括氖管、電容器及電阻各一，輸出爲一鋸齒波，可供陰極射線管用。

【氖燈】（Neon lamp）

俗稱霓虹燈，依低氣壓放電原理製成。發光效率較白熾燈爲大，且耗電能少。視玻管性質及其中所充氣體，可顯出不同的色光。玻管細而

長，可做成商店廣告用之各種文字及圖形。

【氖燈變壓器】(Neon light transformer)

爲了使用於氖燈等眞空放電管的點燈方便製作的變壓器。在實驗室當做高壓交流電源（數仟伏特到數萬伏特），使用很方便。

在氖燈等眞空放電管（蓋斯勒管）的兩端加電壓，行放電時，加於放電管的電壓V與所流通電流I之間的電壓－電流特性則如圖6—236，帶有所謂負特性。就是說最初加電壓由0到V_s前，不開始放電，而電壓到達V_s（開始放電電壓）才開始放電。不過電流開始流通，管的電阻值則急激減少。因此如果使用不關電流大小供應一定電壓形式的電源裝置（則內電阻可視爲0的電源），電流則隨曲線$ABCD$ 馬上增大變爲過大電流而損壞放電管。所以使用於這種

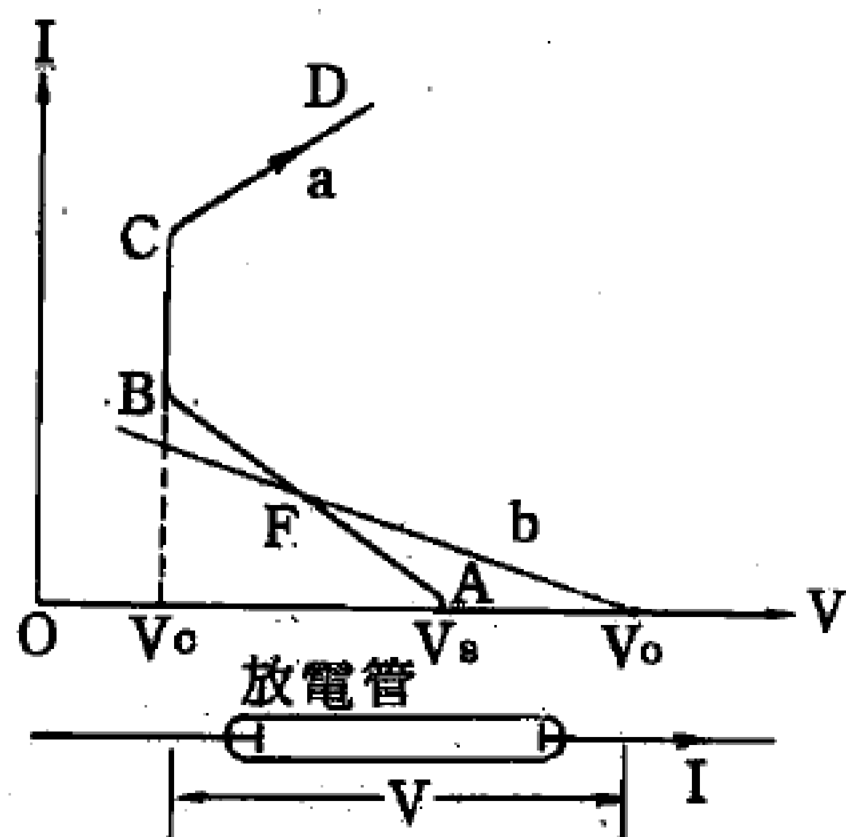


圖 6 — 236

放電管的電源內電阻必須大而其$V-I$特性必須如圖6—236上之b曲線。使用這樣特性的變壓器點燈，如電流增加，電壓則馬上降下，並在圖上F點處放電管穩定的被點燈。氖燈變壓器則持有這樣特性的交流電源之一。

在普通的變壓器串聯電阻器r也可以得如圖6—236上b的$V-I$特性。但是電流通過r時則發熱消耗電力。因此氖燈變壓器則在構造上有如電感L代替r的特性的變壓器。

其構造如圖6—238，在鐵芯的磁路中設立漏磁通廻路。因在二次線圈中沒有電流流通時不發生逆磁動勢，磁通則通過二次線圈而二次電壓則很高。但是在二次電路內一通電流，則由其逆磁動勢的作用磁通離通過二次線圈內而通過漏磁通廻路。因此雖然一次電壓沒有變化，隨著磁通的急激減少，二次電壓則急激降下，形成如圖6—236 b特性。由

二次廻路側觀之，則與圖6—237r處有代替電感L同樣的效果。

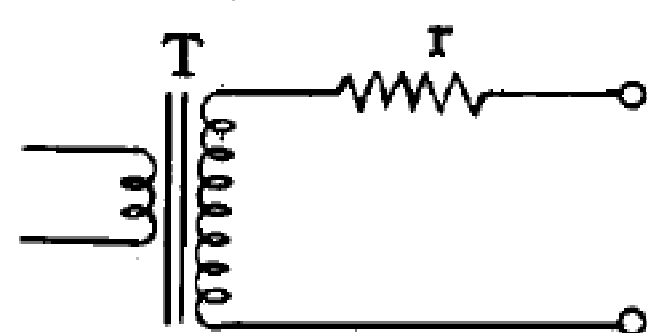


圖6—237

氖燈變壓器因有此特性，例如短路二次廻路，普通所通過的電流也不會變爲過負載。

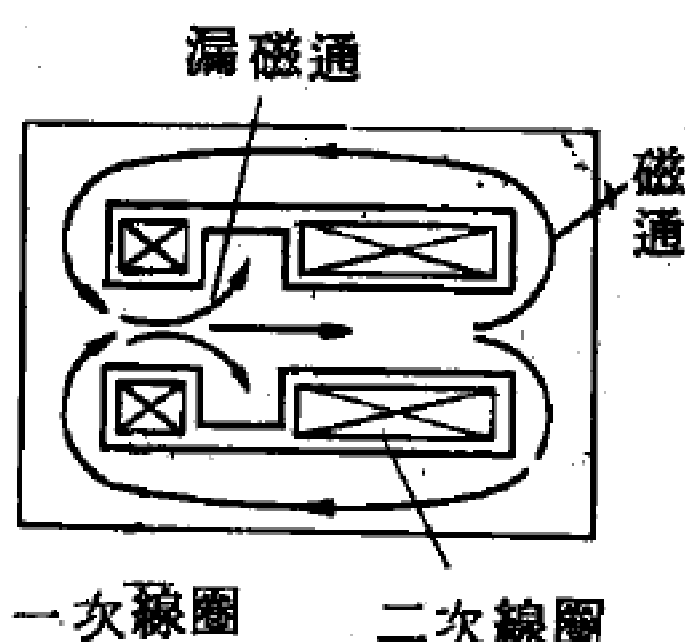


圖6—238

小型電鈴的電源所用的電鈴變壓器，也是類似特性的漏电變壓器。其接點損壞，電流流通時，亦不會變爲過大電流。

【污染】(Contamination)

詳閱"放射污染(*Radioactive contamination*)"條。

【污彈】(Dirty bomb)

污彈是指分裂彈或是其他在爆炸時能產生相對大量的放射性的武器，以別於熔合武器。

【江崎二極體】(Esaki diode)

通常P-N接頭二極體內雜質與本質原子密度之比爲$1:10^8$，這種雜質量所形成的空虛層厚度大約是5微米左右，這也就是接頭處的位壘，此位壘使接頭一側的多數載體遷向另一側成爲少數載體的流動受到限制。因爲接頭位壘的寬度與雜質濃度的平方根成反比；因此當雜質密度遽然增加，例如增至$1:10^3$時，則位壘寬度會降至100埃(10^{-6}厘米)以下。這個厚度僅是可見光波長的$\frac{1}{50}$。依照古典理論，一個質點若欲由位壘的某邊移至另一邊，它至少要具有相當於位壘高度的能量。然而對極薄的位壘而言，縱使質點能量不足，薛丁格方程式指出還是有很大的穿透機率。這種量子現象稱爲穿孔，所以這種高雜質密度的P-N接頭雙極體稱爲穿孔二極體(亦有稱隧道二極體者)。冷金屬在強電場內的電子放射及輻射性放射等都是穿孔效應。

這種新的二極體是江崎（日本人）在1958年所發現的，所以又稱爲江崎二極體。他同時並對這種二極體的伏特、安培特性（圖6—239），作了理論上的解釋。

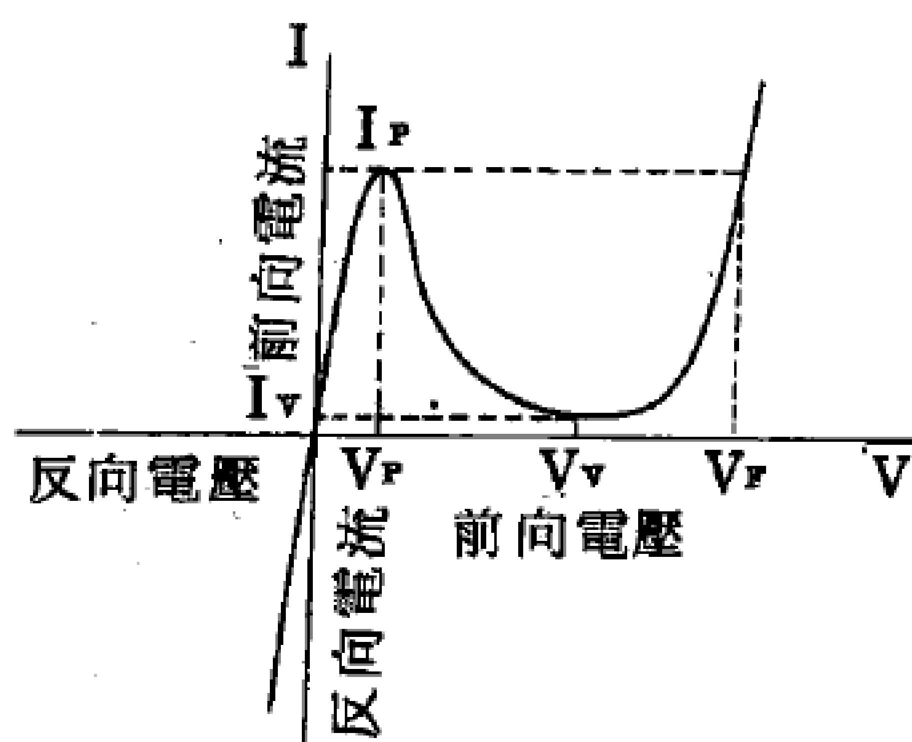
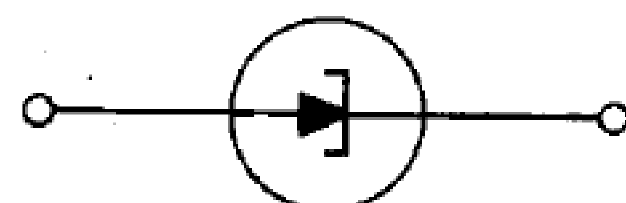


圖6—239
江崎二極體的伏特、安培特性曲線

江崎二極體在反向偏壓時是很好的導體，在（V_P，I_P）與（V_V，I_V）間呈負電阻特性，電流值在I_V與I_P之間時，曲線是三值函數，故此江崎二極體在脈動及數位電路中特別有用。江崎二極體可作高速開關，接轉時間達50微微秒；還可作高頻率振盪器。

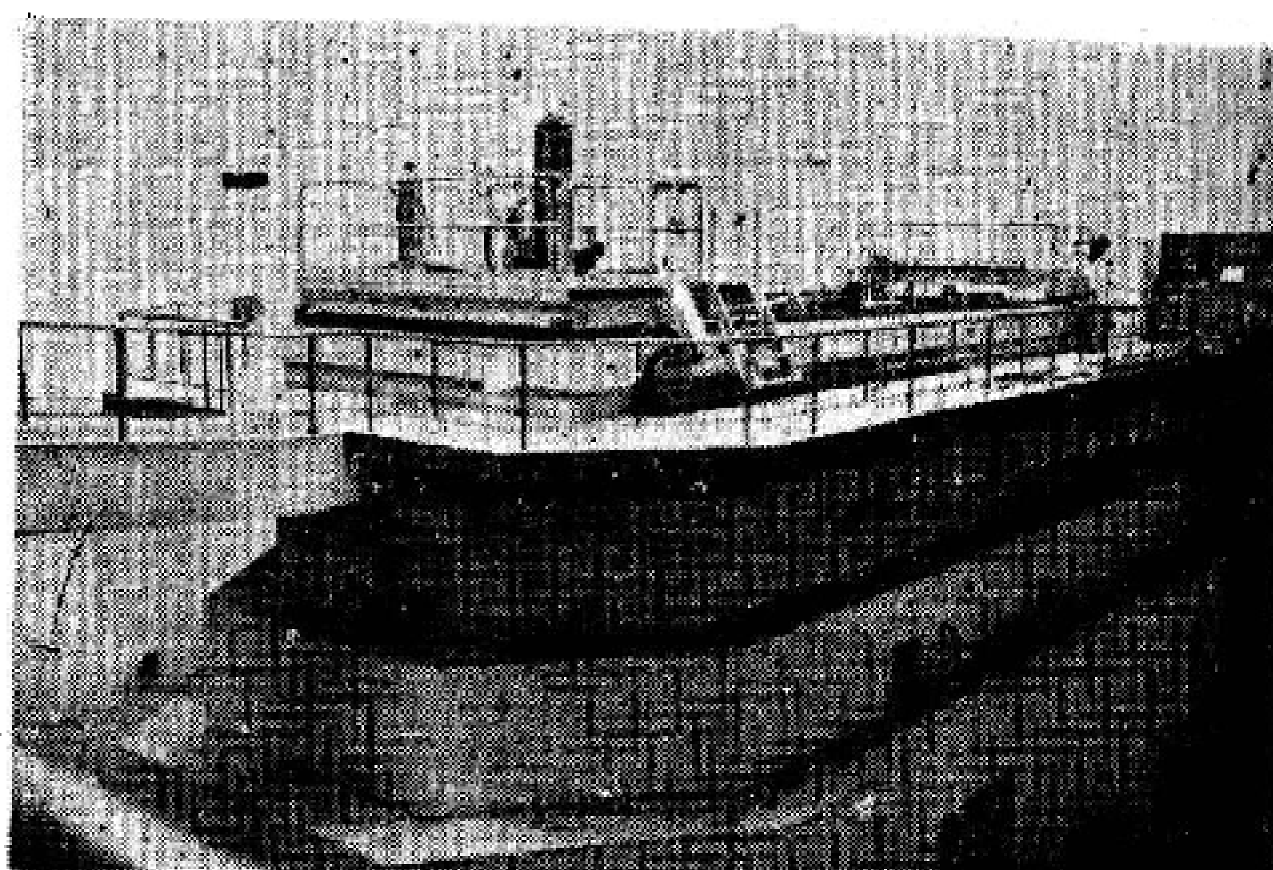

圖6—240
江崎二極體的標準符號

【池正極】（Positive pole of B-battery）

高壓電源之正極，通常以$B+$代表。

【池式反應器】（Pool-type reactor）

用水池內的水爲冷卻劑的反應器（如圖6—241）。


圖6—241　清華水池式反應器

【池負極】（Negative pole of B-battery）

高壓電源之負極，通常以$B-$代表。

【灰色光面】（Grey face）

電視收像管的銀幕，大多數採用的光面，這種光面襯出白色的圖像，格外顯明清楚。

【百分度】（Centigrade）

1. 角度的十進法單位——將一直角（ 90° ）的 $\frac{1}{100}$ 爲一單位。

2. 攝氏溫標——以水的冰點與沸點之間溫度差的 $\frac{1}{100}$ 作 1 度，故攝氏溫度又另稱爲百分度。

【百萬】（Mega）

冠於任一基本單位前，代表此一單位之一百萬（ 10^6 ）倍。

【百萬電子伏特】（Million electron volt）

能量單位，指一百萬（ 10^6 ）電子伏特。

參閱"電子伏特（*Electron volt*）"條。

【百萬噸能量】（Megation energy）

相當於一百萬噸 *TNT* 炸藥爆炸的核爆能量。

【竹路德金屬內電子理論】（Drude theory of electrons in metals）

謂在金屬中的自由電子，能以古典氣體粒子來討論。

【米】（Meter）

長度的單位爲米，亦稱公尺。一米爲標準米尺上二横線間的距離。早年以通過巴黎子午線由赤道至北極距離之千萬分之一（ $\frac{1}{10^7}$ ）爲一米。但自 1961 年起，卻以同位素 ^{86}Kr 在 $-210°C$（氮三相點）下，其狀態在 $2p_{10} \sim 5d_5$ 間轉變時，所輻射的電磁波（光）在眞空中之波長的 1,650,763.73 倍爲一米。

【註】$2P_{10}$ 及 $5d_5$ 是指氪原子的特殊物理狀態。因其所發射的輻射線在分光鏡中呈現一橘紅線，故很容易區別

【米－燭光】（Meter-candle）

照度單位。即一支標準蠟燭，在一米的距離時的照度。

【米、仟克、秒制】（M.K.S. system）

在基本量中，長度以米（ *meter* ）、質量以仟克（ *kilogram* ）、時間以秒（ *second* ）爲單位的測量系統。

【米、仟克、秒、庫倫制】(M.K.S.C. system)

在$M.K.S.$制中，電荷以庫倫 (*coulomb*) 爲單位的系統。

【米制】(Metric system)

現在國際上所通用的長度單位是米，也叫公尺，我國也用它來做長度單位制。一米的十分之一叫分米；一米的百分之一叫厘米；一米的千分之一叫毫米；一米的千倍叫仟米，也叫公里。所以：

1米＝10分米＝100厘米＝1,000毫米

1分米＝10厘米　　1厘米＝10毫米　　1仟米＝1,000米

【米原器】(Prototype meter)

巴黎國際度量衡局所保存，用鉑 (90%)、銥 (10%) 合金所製，截面爲X形的儀器。在槽內距兩端約一厘米處，各刻準線三條。0°C時兩中間準線間的距離定爲一米，故稱爲米原器。

【米勒指數】(Miller indices)

一晶面之位置與方位，係以一平面上三個不在一直線上之原子坐標決定之。如果此每一原子各在一晶軸上，則此平面即可就各原子沿軸位置以格子常數表之。舉例言之，如果決定平面之三原子，從某原點以軸向量所表之坐標爲 (4，0，0)、(0，1，0)、(0，0，2)，則此平面即可以 4，1，2 三數表之，這便是米勒指數，其決定方法如次：

1. 求出在三個基準軸上之截點，以格子常數表之。

2. 取此三數之倒數，並化爲有此相同比率之最小三整數。將結果書於圓括號內：(*hkl*)。

就截點爲 4，1，2 之平面言，其倒數爲$\frac{1}{4}$，1 $\frac{1}{2}$，米勒指數爲 (412)。如截點在無窮遠處，則此相當指數爲零。在一立方

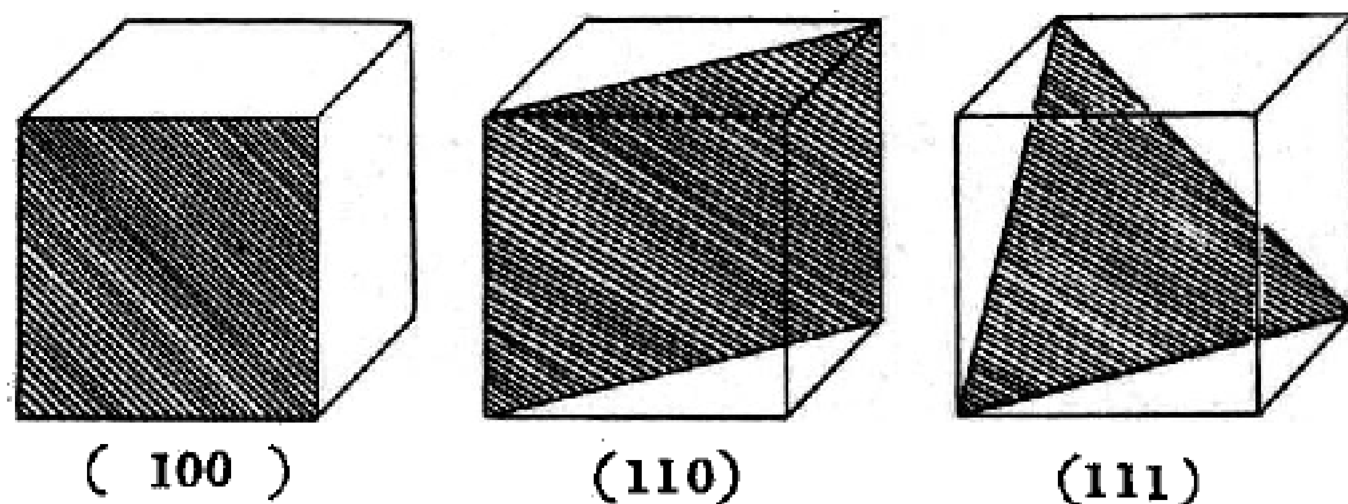


圖 6 — 242　在一立方晶體中之一些重要平面

晶體中之一些重要平面，其米勒指數示於圖 6—242中。

米勒指數（ hkl ）指單一平面或一組平行平面。如一平面割軸於原點之負側，則相當指數爲負，即在指數上加一負號：（ $h\bar{k}l$ ）。一立方晶體之立方面爲（ 100 ）、（ 010 ），（ 001 ），（ $\bar{1}00$ ），（ $0\bar{1}0$ ）及（ $00\bar{1}$ ）。成對稱之相當平面則就米勒指數加彎曲括號表示；如立方面爲｛100｝。

表晶體中之方向指數，係以在此方向上一向量沿軸分量之一組最小整數表之。此一組小整數書於方括號間，〔 uvw 〕。X軸爲〔 100 〕方向；$-y$軸爲〔 $0\bar{1}0$ 〕方向。一全組相當方向表若 $\langle uvw \rangle$。在立方晶體中，方向〔 uvw 〕係垂直於有此相同指數之平面（ uvw ），但在其他晶系中並不全然。

在一單位框中之點之位置，係以格子坐標規定之，每一坐標爲軸長 a，b或c之一分數值，並在坐標之方向上，原點取單位框之一隅。是以一框之中心坐標爲$\frac{1}{2}$，$\frac{1}{2}$，$\frac{1}{2}$，面心位置爲$\frac{1}{2}$，$\frac{1}{2}$，0；0，$\frac{1}{2}$，$\frac{1}{2}$；$\frac{1}{2}$，0，$\frac{1}{2}$。

【米勒效應】（ Miller effect ）

由反饋現象電子管擔任放大時，它的輸入電容的有效值應爲該管柵陰間電容與柵屏間電容之和，因爲兩電容在電路上的效果與兩電容並聯的作用相同，但不能以平常方法計算，因柵上的電壓與屏並不相同，計算方法應以電荷量推求得之：

$$C_i = C_{gk} + C_{gp}\,(1 + V_A)$$

其中C_i爲輸入電容量，C_{gp}爲柵屏電容量，C_{gk}爲柵陰間電容量，V_A爲電壓放大量。

【米瑪】（ Mimas ）

土星之衛星。

參閱“土星（ *Saturn* ）”條。

【老人星】(Canopus)

在中國南部的地方，有一顆明亮的一等星，可以看到它位在大犬座之南已近南方的地平。星光青白，雖不如天狼來得亮，卻爲其他諸星所不及，這顆星叫做老人星(西名卡諾帕斯)或叫南船星座(原名亞哥船，*Argo Navis*)之 α 星。南船星座的範圍極大，所以通常又把它分爲四座，叫做船底星座(拉丁*Carina*)、船尾星座(拉丁*Puppis*)、船檣星座(拉丁*Malus*)和船帆座(拉丁 *Vela*)。亞哥是希臘神話裏耶孫(*Jason*)等求金羊毛去時所乘的船名。卡諾帕斯便是這船的引路者。耶孫是帖撒利(*Thessaly*)國的王子，因受了奪他父親王位的叔父之慫恿，率領了許多勇士，到一個叫做科爾奇斯(*Colchis*)的地方，去求有一條巨龍日夜守望著的金羊毛。後來雖歷了許多危險，他終於求得了金羊毛，平安地回來，爭回了王位。在中國老人星又叫南極壽老人星，傳說當這星出現的時候，天下便可以太平了。因爲這星的出現在冬天，位置又是那麼低，所以見到的機會很少。

【老花眼】(Presbyopia)

如果眼球太短，或是晶狀體的焦距太大，不能隨需要而減小，那麼近處的物體成像在網膜後邊因而看不清楚，有這種現象的眼就是遠視眼，如圖6—243。人到中年以後眼睛的調節機能減退，看不清近處的物體，和遠視眼情形相似。有這種現象的眼睛叫老花眼。

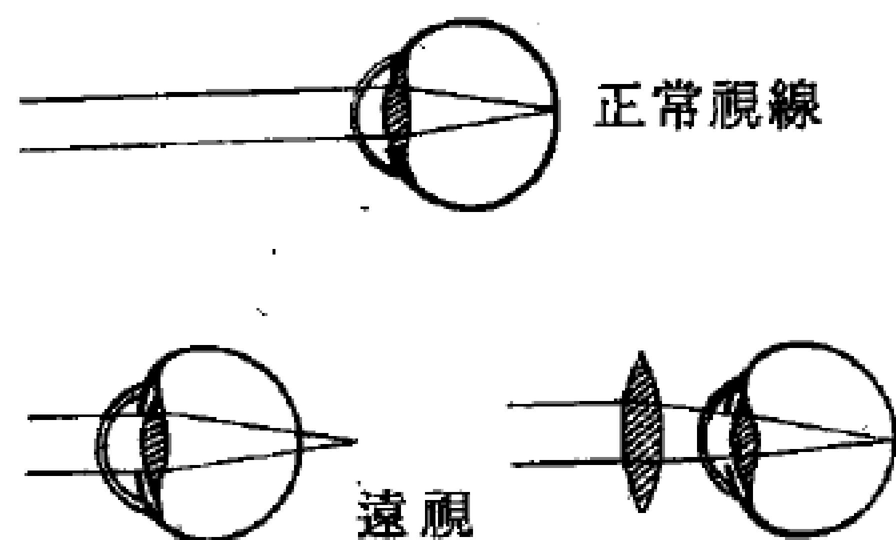


圖 6 — 243

【考畢子振盪器】(Colpitts oscillator)

考畢子振盪器(見圖6—244)與哈特萊振盪器相似，考畢子振盪器用兩個可變電容器(C_1及C_2)代替原來哈特萊振盪器的中間接頭線圈。控制柵電壓的大小，可藉調節可變電容器(C_1)得到。槽路仍爲屏

極電路與控制電路共用，但利用兩個電容器（C_1及C_2）間的相對電位差，而得到反饋電壓。圖6—244考畢子振盪器的屏極反饋電路是並聯反饋（*shunt-feed back*）與串聯反饋振盪器的反饋方式不同。隔離電容器（C_b）用來隔離屏極電路的直流電能，使其不能傳到槽路。射頻抗流圈（*radio frequency choke*）可阻止射頻電流流經直流電源電池。柵漏電路用以提供控制柵偏壓，但此電路的柵漏電阻（R_g）與控制柵電路並聯，使控制柵直流電流有一廻路，否則就直流電流言，控制柵電路即與陰極完全隔離。除了以上所談的修正外，其作用原理完全與哈特萊振盪器相同。

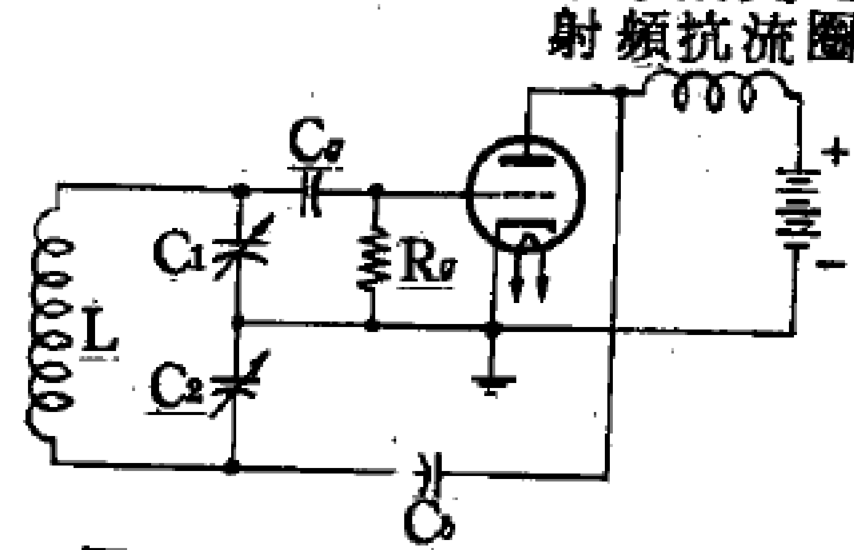


圖6—244 考畢子振盪器

1.反饋——槽路兩個串聯電容器（C_1及C_2）的作用，與簡單的分壓器相同。電容器（C_1及C_2）間接點的目的與哈特萊振盪器槽路線圈中間點一樣，都是用來保證得到適當的反饋電壓及正確的反饋相位。從陰極與電容器（C_1及C_2）間的接著點，如果電容器（C_1）的上端是正電壓，屏極所連接電容器（C_2）下端電壓必為負；反之亦然。電容器（C_1）上端與電容器（C_2）下端的電壓極性相反，因此可得180度的正確相移。

2.頻率——振盪頻率是由槽路的感應線圈（L）及總電容（C_T）所決定。公式如下：

$$f=\frac{1}{2\pi\sqrt{LC_T}}$$

式中的C_T是兩串聯電容器（C_1及C_2）的值：

$$C_T=\frac{C_1\times C_2}{C_1+C_2}$$

因此公式可寫成：

$$f=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{C_1+C_2}{L\times C_1\times C_2}}$$

【耳】(Ear)

圖 6 — 245 所示爲最重要之聲音接收器——人耳。耳殼將所收得之音波，傳經外聽道 GG 而至鼓膜 TF 上，鼓膜爲一伸張之薄膜，分人耳爲外耳及內耳。鼓膜之振動傳經三塊小骨頭：鎚骨 H、砧骨 A 及鐙骨 St 而至第二膜上。該膜將所謂之卵形小窗封閉，再導經一個小孔而至內耳或內耳迷路。內耳迷路分爲前庭 V、三個半規管 BG 及蝸管 Sch。此蝸管 Sch 與中耳腔 PH 中間，隔有另一有蓋膜之圓形前庭窗 RF。蝸管中有淋巴液。後者將一個約有 5,000 個長短不等之纖毛之隔膜圍住。此纖毛隔膜依其發現者之名稱爲科蒂氏器官。我們假設，此等纖毛因爲受到各界傳來長短不等之音波的刺激，便會引起共振，猶之乎鋼琴弦之受彈一樣。音波由此等纖毛傳至聽覺神經，遂在腦神經裏引起聲音的感覺。

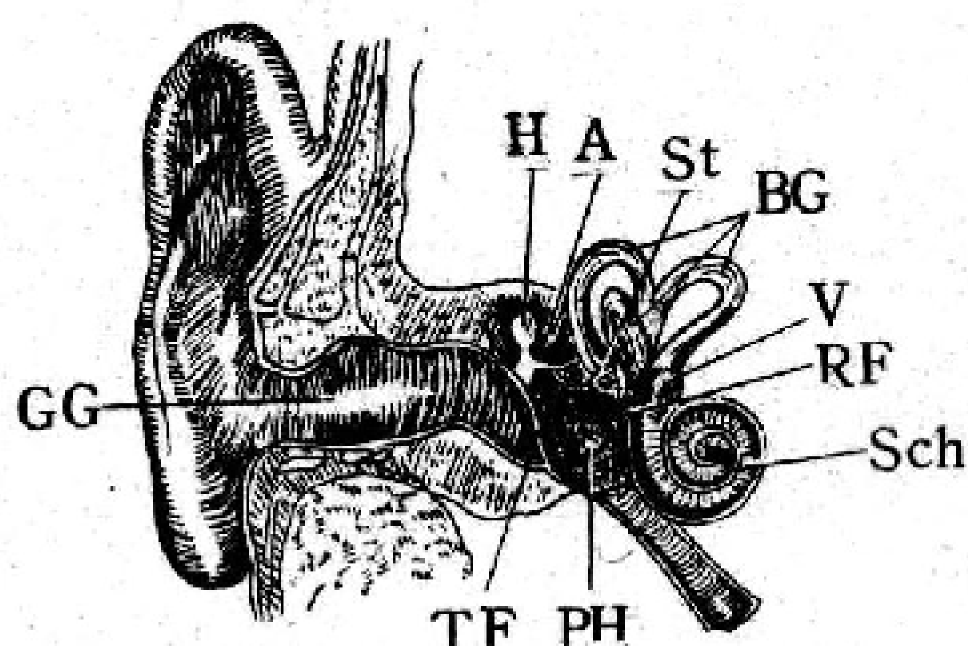


圖 6 — 245　人耳詳圖
(圖上內耳比例較外耳爲大)

【耳機】(Earphone)

耳機又名聽筒，其種類甚多，依構造有磁力式、晶體式等。依其應用，有單邊式及雙邊式等。

當言語或音樂經過微音器變爲電能，再由放大器放大，經過導線式電波的傳送，我們所得到的是電能，是無法聽到的，故必須將電能再變回爲聲能。耳機就是將電能變成聲能最簡單的一種器械。

磁力式耳機構造如圖 6 — 246 所示，主要是一個 U 形的永久磁鐵，以極細的絕緣銅線在永久磁鐵上繞了許多圈。磁極的前面有一張很薄的膜片，膜片係用很薄的鐵製成，因此磁極對於膜片有一種拉力。當線圈中的電流大小發生變化時，有增強或減弱拉力的作用。增強或減弱的頻率

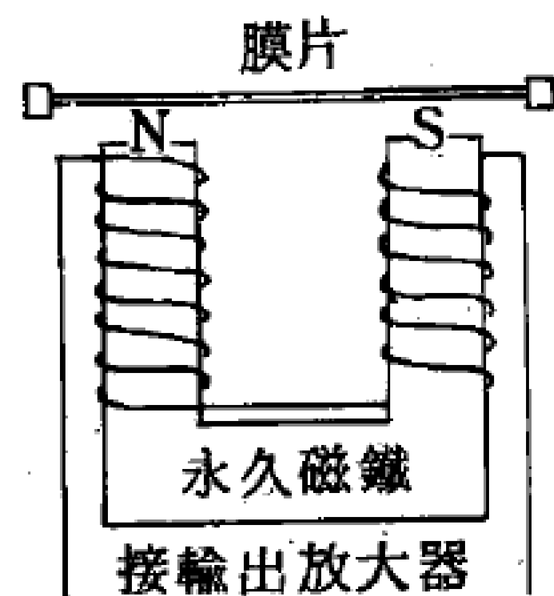


圖 6 — 246
永久磁力式聽筒

與電流的頻率成比例，於是膜片振動的聲音就是原來的聲音。

耳機動作的原理既是由磁極對膜片的拉力而起，我們試加分析，當線圈中沒有電流通過的時候，磁極的拉力就是永久磁鐵本身的拉力。磁鐵的拉力是與磁力線的平方成正比，當交流電流通過線圈時，有半周所產生的磁力線與永久磁鐵的磁力線同一方向，另半周所產生的磁力線與永久磁鐵的磁力線方向相反；因此造成磁極磁力線的總數產生變化，變化的頻率恰好爲電流頻率的二倍，而其拉力的大小與電流的大小成正比。現在把拉力與磁力線的關係寫成算式，以研究拉力與電流的關係，則

$$\text{拉力} = K_1 \times \text{磁力線的平方}$$

K_1 是比例常數。因爲磁力線包括二部分，一部分是永久磁鐵的磁力線，用 ϕ 來表示；另一部分是線圈中的電流所產生，用 $K_2 i$ 來表示（K_2 是電流和磁力線的比例常數，i 是電流）。則前式可以寫成

$$\begin{aligned}\text{拉力} &= K_1(\phi + K_2 i)^2 = K_1(\phi^2 + 2\phi K_2 i + K_2^2 i^2)\\ &= K_1\phi^2 + 2K_1\phi K_2 i + K_1 K_2^2 i^2\end{aligned}$$

上述的算式是耳機的動作原理，也是揚聲器動作的原理，因此我們進一步的來分析它的意義。上式中明確表示拉力是由三項因素所組成的。第一項 $K_1\phi^2$ 是永久磁鐵的拉力，是一個常數，對於膜片的振動並無影響；第二項是由電流大小所產生的拉力，是我們所需要的拉力，因這項拉力的變化所產生的振動，能產生與原來電流的頻率相同及大小比例相同的聲音。第三項是由電流的平方所產生的拉力，因爲正弦波的平方的頻率是原來正弦波頻率的二倍，所以這項拉力改變了原來信號電流的頻率，產生諧波失眞的現象，尤其是一個聲音原來是由許多不同頻率的正弦波所組成，其所轉變成的信號電流原也包括有許多頻率的正弦波，式中的第三項產生了許多諧波，於是產生了失眞。

現在我們所需要探討的是上式中的第三項，因爲只要有信號電流存在，第三項就不會等於零，所以嚴格說來，諧波失眞是無法避免的。所

幸人耳對於聲音的辨別力有一定的限度，低微的諧波失眞是不易發覺的，但是當諧波的大小超過原來聲音的5%以上時，失眞的情形就比較嚴重了，因此我們的目的是使

$$(2K_1\phi K_2 i)\times 5\% > K_1 K_2^2 i^2$$

上式的二邊除以K_1K_2i，乘20倍，卽得

$$2\phi > K_2 i\times 20$$

或 $$\phi > 10K_2 i$$

也就是說，永久磁鐵的磁力線至少是音頻線圈磁力線的10倍。天然的永久磁鐵有一定的強度，所以音頻線圈也就有限制，因此耳機的輸出很小（耳機之輸出阻抗有高阻抗與低阻抗兩類，高阻抗爲600Ω及2,000Ω，低阻抗爲8Ω及16Ω等），只能貼近耳朵來聽。現在新式的永久磁鐵磁力大爲增加，也增加了耳機的輸出。新式耳機頻率響應可以達到20～20,000赫茲。

【耳聾機】（Osophone）

是聾人使用的受話器，它將聲音振動直接加在頭骨上。

【自由表面】（Free surface）

液體與氣體相接觸時，其交界面稱爲液體的自由表面。通常在自由表面上壓力一定（例如大氣壓）的條件可成立。受重力的作用而靜止的液體自由表面和重力垂直，而成爲所謂水平面。少量的液體，或接近容器壁的液體，因爲表面張力的作用，使自由表面變成不是水平。由靜止狀態被擾亂的液體，其自由表面會變形，此變形卽成爲波動而傳播。

【自由度】（Degree of freedom）

一質點在空間中不受約束時，有三個自由度（$f=3$）；如果這質點，被限制在一個面（平面或曲面）上運動時，它的自由度就降爲二（$f=2$）；如果更進一步，它只能在一條線上運動，自由度就只剩下一個（$f=1$）了。現在，假定有N個能自由運動的質點，則整個系統的自

由度爲 $3N$，但是，在一剛體內，各個質點並不都能夠自由運動，而是要受到很多的約束（*constraint*）。依剛體的定義，每一對質點間的距離，都是固定不變的。即

$$r_{ij}=c_{ij}\quad(i,j=1,2,\cdots\cdots,N，i\neq j)\quad(1)$$

其中 r_{ij} 代表第 i 和第 j 個質點的距離，c_{ij} 是多個不同的常數。因此，一剛體的自由度，要比 $3N$ 小很多（$f\ll 3N$）。看到這裏，也許有人會很快的下結論說，一剛體的自由度等於 $3N$ 減去約束方程式（1）式的總數 $\frac{1}{2}N(N-1)$。然而，這個結論是不正確的（除非 $N=3$），因爲（1）式所代表的約束方程式並不都是獨立的，一 c_{ij} 的值常可以由其他的 c_{ij}' 決定之（而且當 $N>7$ 時，$\frac{1}{2}N(N-1)>3N$，上述方法得到的 $f<0$，這是不可能的）。

要決定剛體內某一質點的位置，我們並不需要指出它和所有其他質點的距離，我們只需知道它和某三個不在一直線上之參考點的距離就夠了（見圖 6－247）。首先，我們令 m_1 點爲第一參考點，則它有三個自由度。再選擇 m_2 點做第二參考點，則 m_2 只能有兩個自由度。因 m_1 固定後，m_2 只能在一以 m_1 爲球心，$r_{12}=c_{12}$ 爲半徑的圓球上移動（見圖 6－248(*a*)）。最後再以 m_3 點爲第三參考點，則 m_3 只能有一個自由度，因它只能繞著 m_1 和 m_2 聯線旋轉（旋轉圓的圓心位置和半徑決定於 c_{13} 和 c_{23}）（見圖 6－248(*b*)）。當這三個

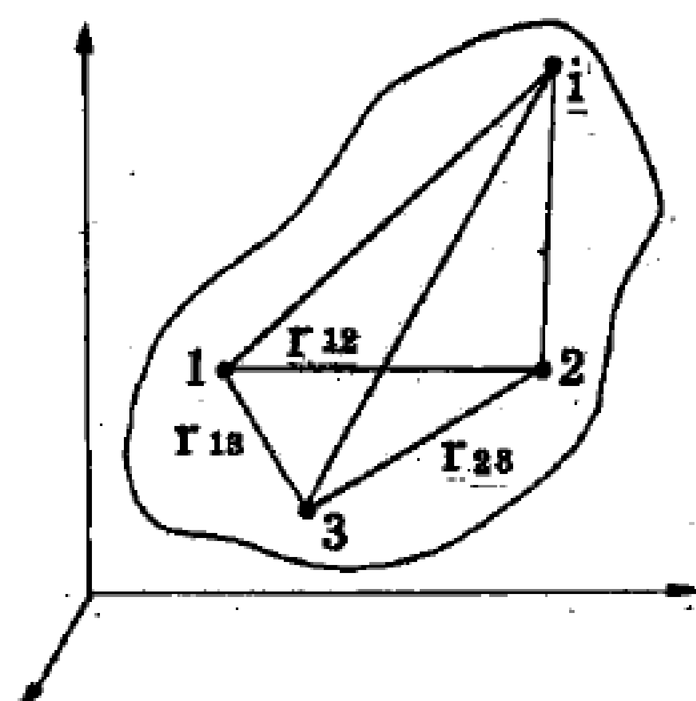
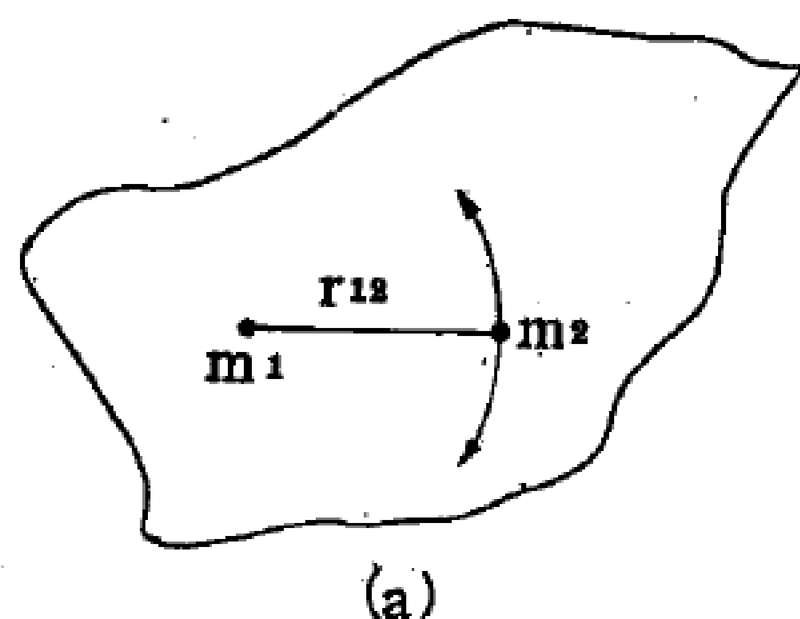
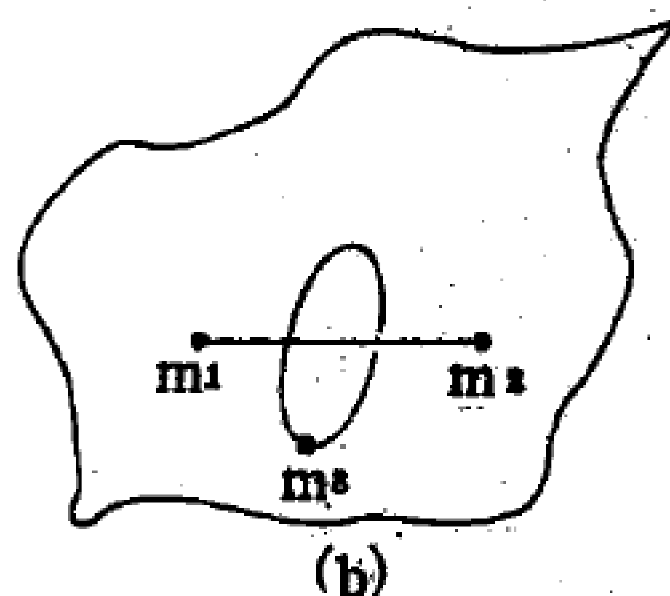


圖 6－247



(a)



(b)

圖 6－248

參考點都固定下來以後，其餘的點再也不能帶來更多的自由度了。所以說，一剛體的總自由度爲六。因此，不論一剛體內有多少的質點，只需六個獨立的坐標，就足以把它的方位完全標明了。當然，如果除了質點間的一定距離外，剛體還受有其他的約束的話，自由度的數目會更加減少的。比方說，將剛體上的某一點固定住，則它只剩下三個自由度了。

【自由能】(Free energy)

通常指赫爾姆霍茲自由能(*Helmholtz free energy*)，是熱力學裏用以表示物態的一種函數，定義爲

$$F = U - TS$$

式中U表系統的內能，T爲絕對溫度，S爲熵。自由能在物理上的意義可由等溫變化看出，若T表系統的絕對溫度，在等溫變化時，由熱力學第二定律可得

$$\Delta Q / T \leq \Delta S$$

式中ΔQ爲系統等溫變化時吸入的熱；ΔS爲熵(*entropy*)的增值。再由熱力學第一定律

$$\Delta U = \Delta Q - \Delta W$$

得

$$\Delta W \leq -\Delta F$$

故當$\Delta W = 0$時，即熱力系統爲孤立時，$\Delta F \leq 0$，即自由能不會增加；在系統達平衡狀態時，自由能爲最小值。

【自由振盪】(Free oscillation)

在振盪電路之外，於振盪時無其他電能加入，則此振盪稱爲自由振盪。

【自由振盪之波長】(Wavelength of free oscillation)

設以v代表波速，λ代表波長，則

$$v = f\lambda$$

而 $v = 3 \times 10^8 \ m/sec$ （即光速）

故 $\lambda = 3\times 10^8 \times \frac{1}{f} = 3 \times 10^8 \times T$

$= 1.885 \times 10^9 \sqrt{LC}$

式中：

L = 自感量（h）

C = 儲電量（f）

T之大小，亦依電路中LC而定故λ有本身波長之稱；或稱爲自由振盪之波長。

【自由振盪之週期】（Period of free oscillation）

自由振盪的週期或稱爲本身週期（*natural period*）。普通以T表之。今列算式如後：

$T = 1/f$

$f = 1/2\pi\sqrt{LC}$

$T = 2\pi\sqrt{LC}$

【自由振盪之頻率】（Frequency of free oscillation）

自由振盪頻率，或稱爲本身頻率，係由自由振盪之電壓、電流與積儲於線圈之磁能及積儲於電容器之電能二者相合而成。平常以f表之，今以算式表之如下：

$$V = L\varepsilon I$$

（I爲最大振盪電流，ε爲儲電器上之最大電壓）

但 $1/2CV^2 = 1/2LI^2$

（儲電容器之電能＝線圈之磁能）

因 $CL^2\varepsilon^2 I^2 = LI^2$

故 $CL\varepsilon^2 = 1$

而 $\varepsilon = 1/\sqrt{LC}$

但 $\varepsilon = 2\pi f$

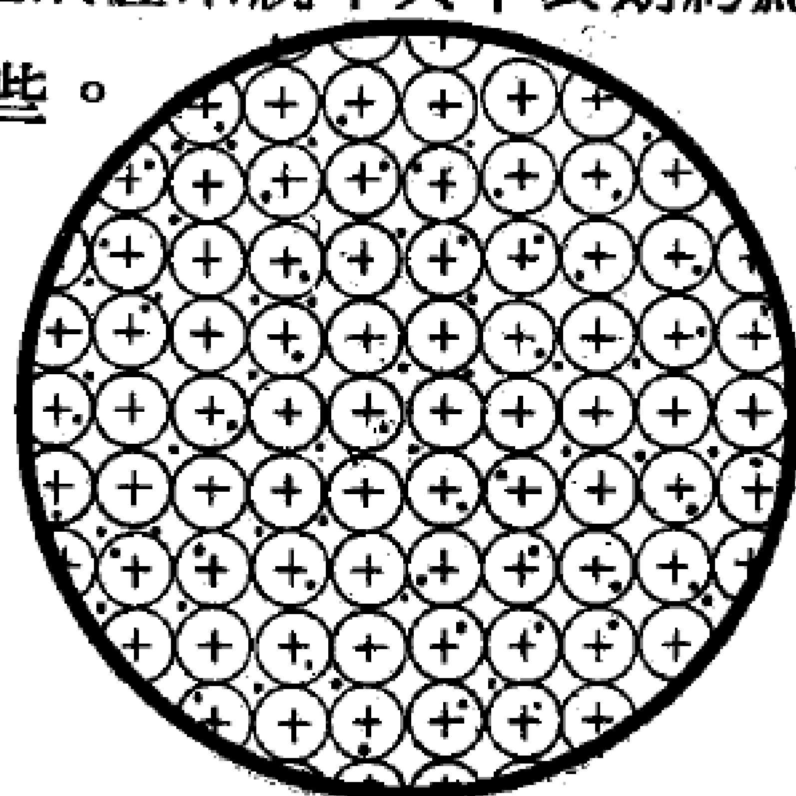
故
$$f=\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

【自由基】(Free radical)

一種非飽和分子，其中部分價電子仍然自由，即不形成化學鍵，故其化學性甚爲活潑，例如甲基（ CH_3 ）或酚基（C_6H_5）。實驗清楚地證明在許多系統中它們十分容易存在。雖然在氣體系統中其半衰期約爲 10^{-8}秒，但是在固態系統中，半衰期可以長些。

【自由電子】(Free electron)

金屬元素的結晶構造，是由許多不能相互移動的正離子組成的。在這些正離子之間，有許多電子脫離了原子束縛而容易移動。由於這些電子能在內部"自由"移動。我們就把這些電子叫做"自由電子"（如圖 6—249）。由於金屬內部存在自由電子，所以金屬就成了良導體。



+離子，其原子核帶正電
·價電子，其中一部分不受電壓影響

圖 6—249 金屬的自由電子

【自由電子模型】(Free electron model)

自由電子模型又稱爲左末非模型（ *the Sommerfeld model* ）。金屬或其他固體物質的電子位於構成該物質的全部原子核及其他電子所造成的電場中，電子的電位呈週期性，其週期卽爲該物質或金屬的晶格（ *lattice* ）。左末非氏假設自由電子在金屬內部所據有的電位爲一常數電位（ *constant potential* ）。至於靜止於金屬內部的電子，其電位應較靜止於金屬外面之電子的電位爲低。因此，在常溫時沒有電子自金屬中發射。這些自由電子也是金屬具有導電性的緣故。

自由電子模型又由圖 6—250示之，金屬內部的情況有如一位阱；其深度E_S卽表示



圖 6—250

靜止於金屬內的電子，與靜止於金屬外在眞空中電子的位能差。當$T=0$時，E_F 以下的能階爲滿階；而高於E_F者則爲空階，即無電子存在。其功函數（*work function*）爲

$$\phi = E_S - E_F$$

自由電子模型假設原子的價電子即爲自由電子；例如鹼金屬中的各元素每一原子有一個自由電子，而鋁則有三個自由電子。

【自由電流】（Free current）

在導體物質中，由於自由電荷運動所生成的電流，我們稱之爲自由電流。

【自由電荷】（Free charge）

存在於絕緣導體上之電，對於其他帶電體或導體，能呈電作用，是謂自由電荷。

【自由落體】（Freely falling body）

在地球之重力場中，因地球重力作用而自由下落的物體，稱爲自由落體。此種下落之運動稱爲自由落體運動，或自由下落運動（*motion of freely falling body*）。

自由落體下落時所受之淨力$\vec{F}$爲重力$\vec{F_g}$與空氣阻力$\vec{F_a}$之合力，即

$$\vec{F} = \vec{F_a} + \vec{F_g} \quad (\vec{F_a}\text{ 之方向與}\vec{F_g}\text{ 相反})$$

因 $\vec{F_g} = m_g\vec{g}$（m_g 爲下落物體之重力質量），故

$$\vec{F} = \vec{F_a} + m_g\vec{g}$$

由牛頓運動定律得 $\vec{F} = m_i\vec{a}$（m_i 爲物體之慣性質量）

故下落物體之加速度 $\vec{a} = \dfrac{\vec{F}}{m_i} = \dfrac{\vec{F_a} + m_g\vec{g}}{m_i}$

若空氣阻力甚少，可略而不計，則 $\vec{F_a} = 0$，即

$$\vec{a} = \frac{m_g}{m_i}\vec{g}$$

以仟克爲單位時 $m_g = m_i$ ，故

$$\vec{a} = \vec{g}$$

上式表示，空氣阻力不計時，下落物體之加速度等於重力加速度 $\vec{g}$ ，接近地球表面時，其值視作不變，均取爲 9.8 米／秒^2（＝9.8 牛頓／仟克），故自由下落物體之運動爲等加速度直線運動。由加速度的定義知

$$\vec{v_t} = \vec{v_o} + \vec{a}t$$

由上式和平均速度的定義及其與位移（ $\vec{s}$ ）、時間（ t ）的關係知：

$$\vec{s} = \vec{v_a}t = \left(\frac{\vec{v_t} + \vec{v_o}}{2}\right)t = \left(\frac{\vec{v_o} + \vec{a}t + \vec{v_o}}{2}\right)t = \vec{v_o}t + \frac{1}{2}\vec{a}t^2$$

而於自由落體運動中， $\vec{v_o} = 0$ 　且 $\vec{a} = \vec{g}$

於是可得

$$\vec{v_t} = \vec{g}t$$

$$\vec{S} = \frac{1}{2}\vec{g}t^2$$

【自由落體定律】（ Law of freely falling body ）

當不計空氣阻力時，一切物體自由下落，其速度均同，所行距離與時間平方成正比，爲一等加速運動。

【自由落體運動】（ Motion of freely falling body ）

詳閱“自由落體（ *Freely falling body* ）”條。

【自由運動】（ Free motion ）

詳閱“非自由運動（ *Constrained motion* ）”條。

【自由對流】（ Free convection ）

對流之發生若僅因密度差異所致，稱爲自由對流。

【自由質點】（ Free particle ）

不受任何外力作用的質點稱爲自由質點，嚴格的說是沒有自由質點的，因爲宇宙間之每一個質點都與其他所有質點互相作用。然而，在實用上有些質點可以認爲是自由的，或者是因爲它們距離其他質點甚遠，

其間之作用可以略去不計，或是因爲它們所受其他質點的作用互相抵銷而造成等於零之淨作用。

【自由膨脹】(Free expansion)

用活栓將盛有氣體的容器和抽成眞空的容器相連接，整個系統用絕熱物質密封。若活栓突然打開，氣體衝進眞空室中而自由膨脹。由於熱絕緣，此爲絕熱過程，且因容器壁是剛性者，對系統並未作外功。因此由熱力學第一定律知，$Q=0$及$W=0$，故過程中$U_i=U_f$。即在自由膨脹中，初內能和末內能相等。

自由膨脹和他例不同，不能使自由膨脹極慢進行(似靜止)。一旦打開活栓後，則不能再控制過程。諸中間狀態之壓力、體積和溫度均無單一之値爲整個系統的特徵，即系統經過不平衡狀態，因此不能以P-V圖上繪出過程經歷之曲線，只能在圖上將初狀態和末狀態繪成點，因此等點爲確定之平衡狀態。氣體經過自由膨脹後，溫度仍然維持在原來的狀況，並未升高或降低。但其熵值將會增加，故爲一不可逆過程。

【自由膨脹實驗】(Experiment of free expansion)

通常一個熱動系統(*thermodynamical system*)的內能，是壓力、容量與溫度的函數。再由於狀態方程式使獨立的變數少了一個；因此，我們常將內能U寫成θ和V，或θ和P的函數，即

$$U=U(V,\theta)\text{或}U=(P,\theta)$$

對於稀薄的氣體而言，實驗證明

$$U=U(\theta) \qquad (1)$$

即內能只是溫度的函數，這是從焦耳實驗證明得的結果。焦耳實驗又稱自由膨脹實驗。如圖6—251的一個絕熱裝置；開始時氣體聚集在一個球裏，然後

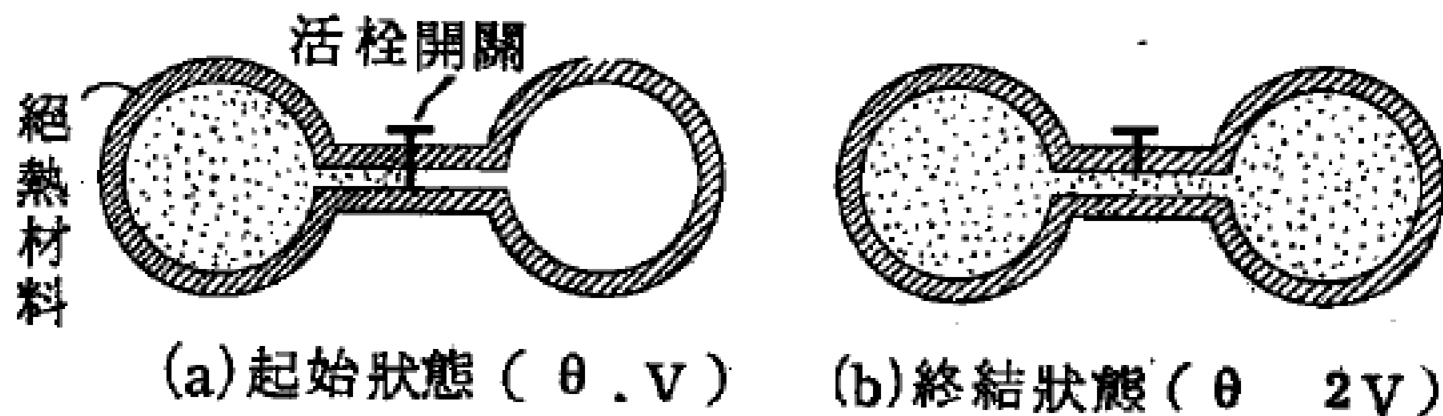


圖 6—251 氣體的自由膨脹實驗

把塞子打開，讓氣體流到另一個球去。在這個過程裏，$\Delta Q = 0$，$\Delta W = 0$；而經過自由膨脹後，體積增大一倍。可是焦耳實驗結果，發現溫度沒有改變，$\Delta\theta = 0$。由於氣體的獨立熱動坐標只能有兩個，我們選取 θ 和 V 為獨立變數，則狀態函數 U 的微分可以被寫成

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial \theta}\right)_V d\theta + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_\theta dV$$

因 $d\theta = 0$，$dU = dQ - dW = 0$，而 $dV \neq 0$ 所以

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_\theta = 0$$

同理，選取 P 和 θ 為獨立變數，則

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial \theta}\right)_P d\theta + \left(\frac{\partial U}{\partial P}\right)_\theta dP$$

又因 $d\theta = 0$，$dU = 0$　而 $dP \neq 0$。所以又有

$$\left(\frac{\partial U}{\partial P}\right)_\theta = 0$$

因此，內能只是溫度的函數。進一步，c_P 和 c_V 也只是溫度的函數。並且由於

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial \theta}\right)_V d\theta = c_V d\theta$$

故對任何過程而言

$$U = \int c_V d\theta + \text{常數}$$

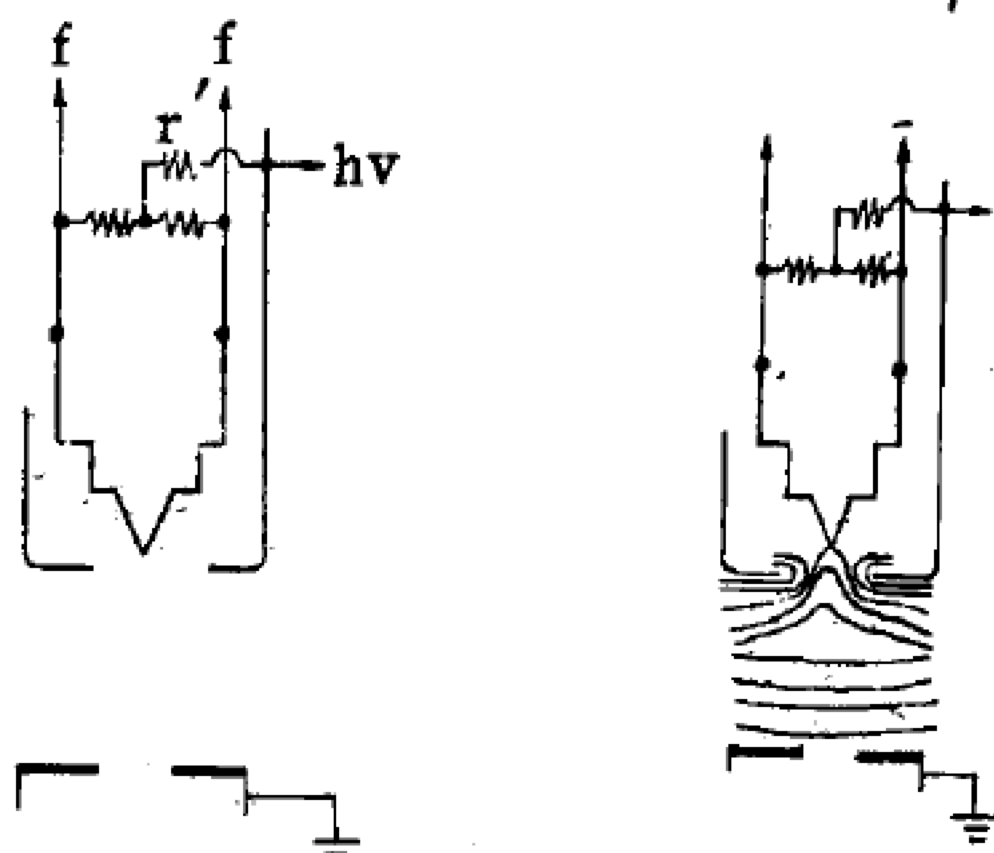
由狀態方程式的表現，我們可以知道，當氣體越稀薄（壓力越小），它就越像理想氣體。因此，我們也可以把（1）式當作理想氣體的定義之一。

【自生偏壓式電子槍】（Self-biased gun）

偏壓電路的方式極多，但自生偏壓（*self biased*）為最稱滿意的一式。實際上，目前流行的廠製電子顯微鏡，差不多一律採用自生偏壓式電子槍，其燈絲隔離套的工作，即成為一強力的聚合式透鏡（*con-*

verging lens ）如圖6－252(*b*)所示。

增加電子槍的燈絲電流，可以迅速增加電子放射，燈絲隔離套於此即充任自動調節閥(*throttle*)，調節燈絲發射電子的密度至需要的工作水準。此處控制電子束密度的有兩項因數，即燈絲溫度及偏壓電阻值。它們自動平衡，即任一項因素的變動，另一項因素會自動變動以為抵償。這樣的情況，稱種偏壓電子槍的飽和狀態。若在飽和點之外使燈絲溫度增加得太高，除減短其壽命以外，並無實際的功效。蓋燈絲的電子發射量，在工作水準以外，即使其溫度再度增加，亦因已達飽和狀態而不起作用了。溫度的增加使負性電場強度隨同增加，電子的發射量立刻自動控制。如圖6－253所示。



(a)燈絲跨過電阻r′接至高壓負極，隔離套則直接接至高壓負極　(b)用作強力聚合式透鏡時電場的等電位

圖6－252　偏壓式電子槍

自生偏壓式電子槍的主要優點為：

1. 在燈絲的規定溫度下，有較大的電子密度。

2. 影像聚焦處(*cross-over*)所需的照射能源較小。

3. 燈絲的位置不需十分精確(在光學顯微鏡中，其光源的高度與中心位置必須十分精確)。

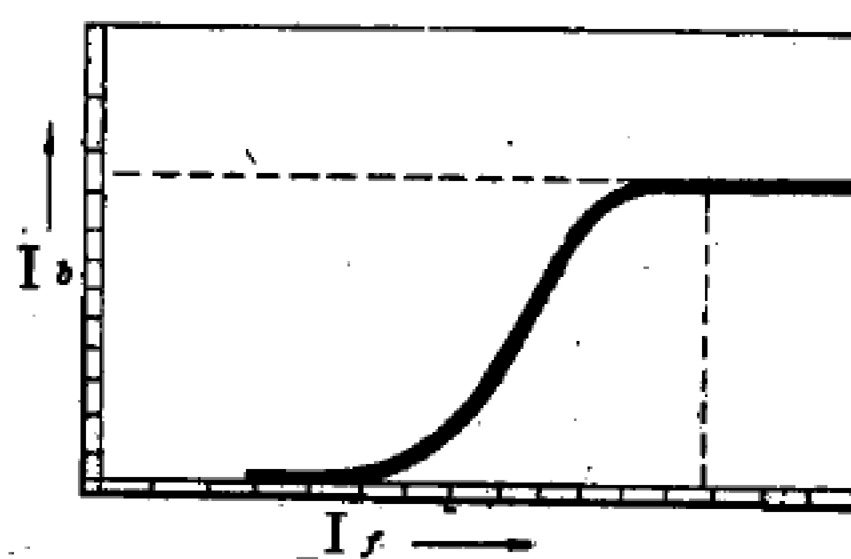


圖6－253
自生偏壓式電子槍的工作水準。當燈絲電流I_f增加時，電子發射量I_b迅速增加至飽和值。此後如再增加I_f，則I_b不再增加。

4. 於高壓的影響力下，燈絲發射電子的密度，及燈絲的負載電流，能保持常數。

實用上，電子槍的自生偏壓值已經預先校準，故操作顯微鏡時，照

射透視物的聚焦電子密度不須加以控制。可是由於透視物被電子轟擊後，其溫度可能升高到攝氏表數百度，在此情況下有些透視物即無法研究。這一缺點，在有些電子顯微鏡中，已改用可變式（*variable*）自生偏壓電子槍而予以克服。這種機器其偏壓電阻的有效值，或燈絲隔離套間的距離，雖然已經事先校準，但在使用時可以重新安排，以變動其發射電子的密度。

茲略述自生偏壓式電子槍的操作法：

當一自生偏壓式電子槍，在固定的高壓及固定的磁場聚焦電流下工作，於燈絲電流逐漸增加到飽和點時，在中間顯影幕或在經過低放大後的末級顯影幕上，都可觀察到放射源影像的變化。蓋當燈絲電流亦即燈絲溫度增加時，在顯影幕上即可看到一模糊的光點（*spot*），並在這光點的周圍，逐漸顯出一斷續的光環。此時若稍稍增加燈絲電流，則斷續的光環即漸漸向中心收縮，而使模糊的光點消失，最後於抵達飽和點以後，即顯出一較起初為大，而且非常整齊而單純的明亮光點。此時即使再行增加燈絲電流，這光點的密度也不起變化。

上述電子放射的變化，乃由於當電子發射量增加時，迅速形成空間電荷的限制條件所致。因此，起初看到的模糊光點，代表由燈絲尖端發射的電子，而為燈絲本身的顯影，有時還能看見其結構形狀，參看圖6—254(*a*)。

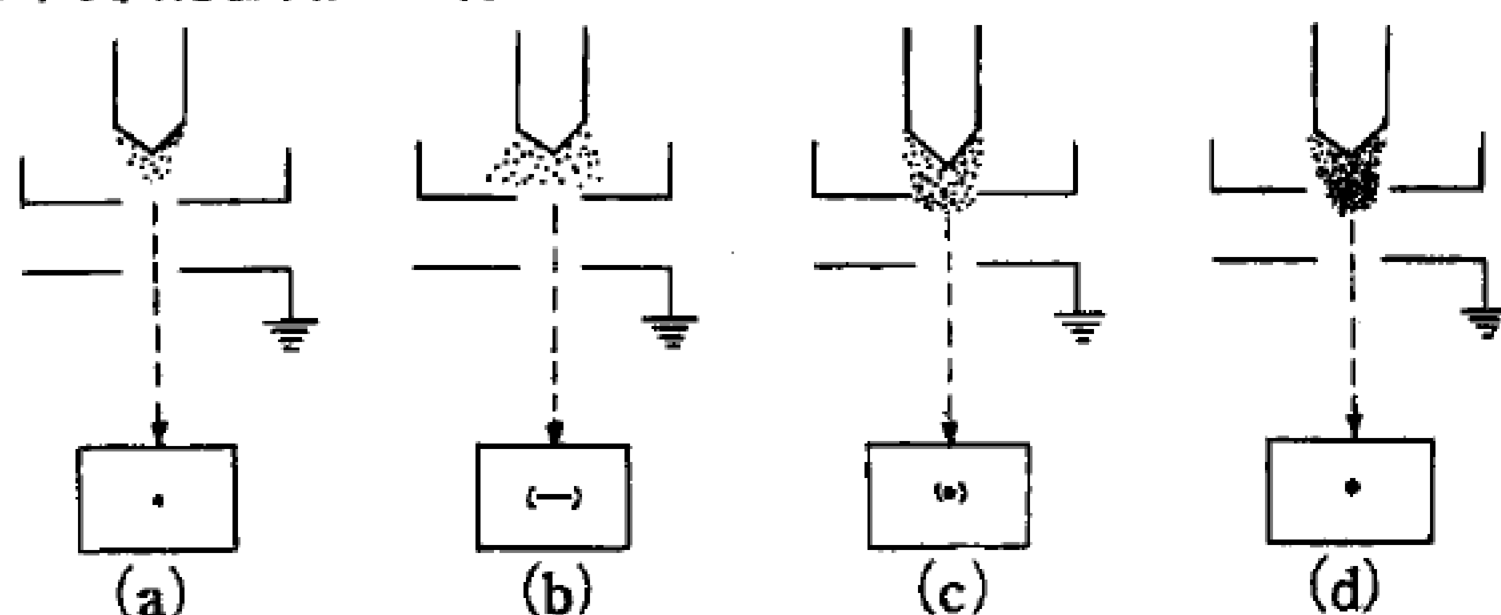


圖 6—254　燈絲電流增加時的電子放射狀況

在第二階段中所看到的環繞於模糊光點周圍之斷續光環（圖6—254(*b*)），為由燈絲尖端以外的部分所發射的電子所形成的顯影，是由離焦且失眞（*distortion*）極大的光點所形成。在此階段，空間電荷逐漸在光軸線周圍形成

。此時，陽極的正性電場，其力量仍足夠通過爲偏壓電阻所建立的電子雲負性電場，而把燈絲上直接發射的電子，從光軸線溝道（ *canal* ）中拉出。若再稍稍增加電子的放射，則電子雲區域的力量即足以克服陽極電場的吸力，而避免由燈絲上直接拉出電子，如圖 6 — 254(*c*)所示。在這一情況下，陽極所吸收的電子，即完全取自空間電荷。

當抵達飽和點以後，空間電荷十分強大，隔離套電場與陽極電場間的作用甚大，於是被吸收的電子，乃完全出之於光軸線部分的空間電荷，而產生最後所見的明亮光點，如圖 6 — 254(*d*)所示。

如上所述，一使用自生偏壓式的電子顯微鏡，於操作時必須將燈絲電流增加，到電表指示下降之點爲止（即空間電荷增加，電子發射密度減小的指示）。因爲這一情況迅速可達，故只須用手稍稍控制燈絲的溫度即可完成。凡採用可變式偏壓電子槍的顯微鏡，其電子照射密度，都容許作些許調整。

自生偏壓式電子槍，唯一需要校準者，厥爲其光軸線的對準。倘若其燈絲尖端與隔離套的勻稱軸線對得很準，而隔離套和陽極的軸線亦經事先校正，則使用時即不須再變動電子槍的角度。在這情形下，作爲有效的照射能源之空間電荷，已與隔離套在同一線上，而和燈絲尖端的位置各自獨立，而把燈絲的位置由空間電荷隔離在軸線的最大距離以內。

【自光層】（ **Photosphere** ）

參閱“光球層（ *Photosphere* ）”條。

【自行擴散現象】（ **Free dispersion** ）

在一個物質裏，如果我們在某一地方滲進一些別種粒子，那麼原來的平衡狀態就被破壞了。如果加進的粒子不被束縛住，它們就會由加進去的地方向四周自行擴散，直到分佈很均勻，而整個物系又回到一種熱動平衡（ *thermodynamic equilibrium* ）爲止。設 n 爲加進粒子的密度，當平衡尚未達到時，設 n 是 y 的函數，那麼粒子會沿 y 方向擴

散，根據巨觀的經驗公式，擴散的流量和粒子密度的梯度$\frac{dn}{dy}$成正比；

即 $$J=-D\frac{dn}{dy} \qquad (1)$$

D是一個正值的比例常數，叫做自行擴散係數；負號表示擴散的方向是向著密度較小的部分。

從微觀的觀點來說，擴散就是粒子本身的遷移。每一個粒子的遷移只使遷移的部分的粒子數目增加或減少一個罷了。然而粒子的密度卻是y的函數。假設物系的溫度幾乎是均勻的，那麼，粒子的平均速率 v_a 也是常數。經過推演得知向y方向的粒子流量（等於單位時間通過單位截面的粒子數）等於

$$J=\frac{dQ}{dt}\bigg|_{q=1}=-\frac{1}{3}v_a l\frac{dn}{dy}$$

l為平均自由路程，v_a為平均速度。與（1）式相比較之下，可得

$$D=\frac{1}{3}v_a l \qquad (2)$$

在這種自行擴散現象中，有一種重要的特殊情形：如果加進去的粒子和原來物質的分子相似，也就是說，只使物質的某些地方的密度加高了，上面的公式當然也可以用。只是，外加的分子如果和原來的分子完全相同，則無從由實驗去識別。因此，外加的分子總得有點不同，例如帶放射性等，在這種情形因為自由路程（l）

$$l=\frac{1}{n\sigma_c}$$

n為單位體積內的分子數；σ_c為有效散射截面。

代入（2）式可得 $$D=\frac{1}{3}\frac{v_a}{n\sigma_c}$$

從$\mu=\frac{1}{3}n\,m\,v_a l$式和（2）式，我們可以看出物質的黏滯係數和它的擴散係數間的關係（指在同一溫度下而言）為

$$\mu = \frac{1}{3} nmv_a l = nmD \qquad (m\text{為粒子質量})$$

nm等於物質的密度ρ，所以

$$\mu = \rho D$$

最後，我們還需注意的是：這裏所推導的公式只是大略的估計，並不精確。如μ，D等公式前的$\frac{1}{3}$並不一定正確；不同的估計方法，所得到的係數也不一樣。不過，大體上來說，μ，D等係數與n，m，l，v_a等量的函數關係沒有錯；而前面的係數之大小的數量級（*order of magnitude*）也不會有錯。

【自持】（Self - sustaining）

如果你把數磅重的鈾 - 235，很快的放置在一起，由於分裂鈾所生的能沒有加以適當的控制，就會產生核爆炸。所有的核能電廠，它的訣竅就是要把能的釋放速率予以減低。換言之，就是控制它的反應；然後再找出一個方法，把產生的巨量熱提取出來。

鈾 - 235或其他可分裂同位素之分裂速率，是依反應器內中子的"經濟"程度而定。由核反應器經濟學觀點而言，中子是交換的媒介物。當一個鈾 - 235 核子分裂的瞬間，除了大量的能外，還釋放出兩個或更多的中子。於是，這兩個中子可以在短於$\frac{1}{1,000}$秒的時間內，撞擊周圍的鈾原子，而產生一次以上的分裂。每一次新的分裂皆可重複這項步驟。所以，如果每一初分裂（*initial fission*），平均可生 1.2 個次分裂（*secondary fissions*），則在一秒鐘內（理論上）可以有$1.2^{1,000}$或 10^{79} 個分裂數，能量的釋放就很可觀了。反應器控制的目的是；保持反應器的功率穩定，每一分裂釋放出的中子，應可繼續引起一次以上的分裂。此時，反應器稱爲自持或達到臨界（*critical*）。反應器動力輸出的上升或下降，可由增加分裂（*additional fission*）的略大於 1 或略小於 1 而定。可由控制元的調整來達到剛好臨界（*just critical*）

狀態。

【自來水】(Water supply)

利用連通管原理先以唧筒將水壓上貯塔，使塔中的水平面高出地面，用鉛管從塔底通至各處，則水在各處必趨同一平面；所以雖在高層樓上，亦可得水。泉水和噴泉等作用亦同此理(如圖 6 — 255 所示)。

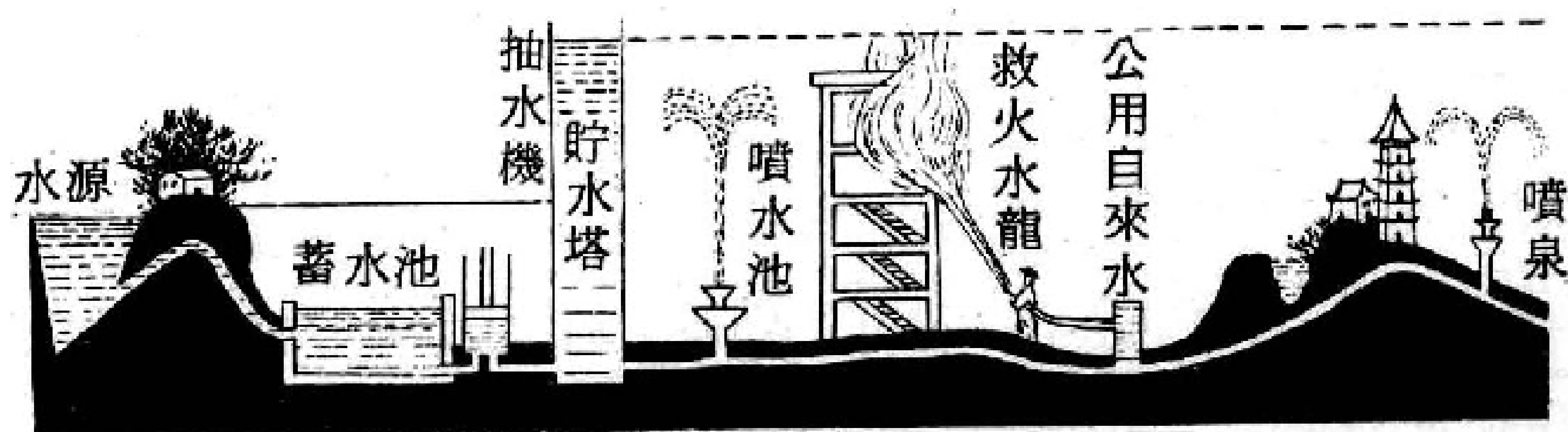


圖 6 — 255

【自阻抗】(Self-impedance)

自阻抗就是環路本身所具有的阻抗總和。

參閱"網絡(*Network*)"條。

【自洽場近似法】(Self-consistent-field approximation)

多電子之原子或分子系統中，電子間的拒斥作用不易正確處理。自洽場近似法中忽略電子之間的瞬時作用(*instantaneous interactions*)，而只考慮電子的時間平均作用(*time-averaged interactions*)。即假設各電子的運動為統計獨立(*statistically independent*)，而能以獨立的波函數或電子軌道函數表示之，整個系統的波函數即為各電子波函數的乘積。每一電子的波函數，須為核的電場及其他電子之平均電場所構成之薛丁格波動方程式(*Schrödinger's wave equation*)的解。這種解不能一步解出，因電子的平均電場須由其波函數方能計算，故須用疊近法(*itegration process*)計算至波函數滿足自洽條件為止。此時電子的平均電場稱為自洽場，其波函數稱為自洽性電子軌道。

【自差式接收】(Autodyne reception)

利用所產生固有振盪頻率不同於輸入振盪頻率的再生式接收機所進

行的接收。這兩種振盪經過檢波（檢波也在同一再生級內進行），可得出另一振盪，其頻率等於輸入振盪與本身振盪兩個頻率的差值。因為再生式接收機的調諧應當接近於所收振盪的頻率（否則接收將很微弱），故在檢波後只能得出頻率很小的振盪（和所收振盪頻率相比而言）。因此，要將自差式接收用在超外差式中以獲取中頻，只有當所收頻率比中頻大許多倍時，即只有當接收超短波或部分短波時，才是可能的。自差式接收還可利用差拍法來收聽電報信號。只要將柵路頻率調諧至比外來等幅訊號高出或低於 1,000 赫茲，即能檢出悅耳 1,000 赫茲的點劃電報聲。

【自記氣壓計】（Barograph）

為一種自動記錄的氣壓計。可將氣壓的高低自動的記錄下來。

【自記溫度計】（Automatic temperature recorder）

自記溫度計為測定溫度特別是氣溫，並做連續的自動記錄，以便測知氣溫變化或最高氣溫及最低氣溫的時間等的溫度測定記錄裝置。使用於記錄大氣溫度的時間變化，氣溫的一天變化等極為方便，為氣象研究不可缺少的儀器。

其構造原理可分三點來說明：

1. 自記溫度計的構造由感溫部、放大裝置、示度調整、自記筆、自記圓筒、臺架、蓋子等構成。其外觀如圖 6—256。

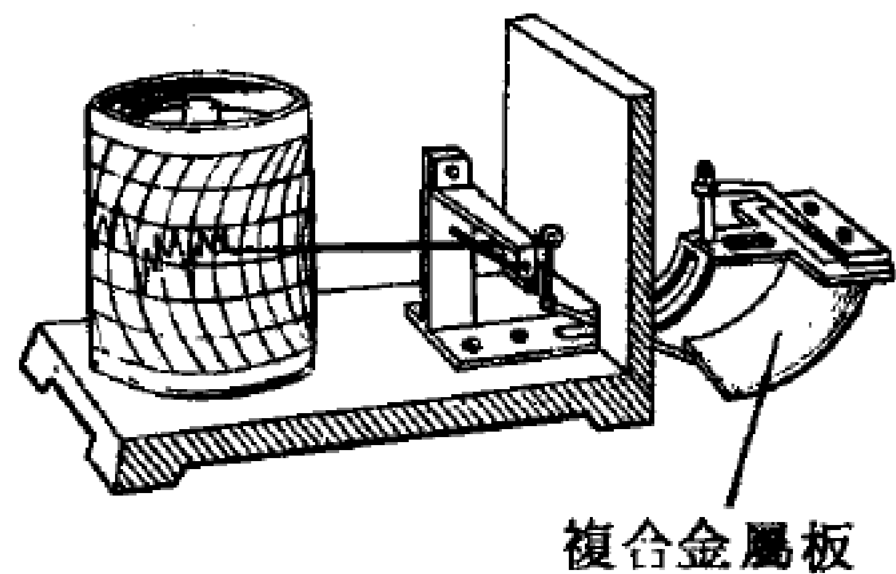


圖 6—256

由感溫部測知氣溫變化，由放大裝置放大溫度的微小變化量而用自記筆自動做記錄。

2. 感溫部則使用膨脹係數不同的兩種合金接合構成（複合金屬）。高膨脹側則使用鎳鉻鋼，在低膨脹側則使用殷鋼。此雙金屬刻有縱方向溝線紋，溫度升高，雙金屬則向外開，溫度降下則向內彎。此隨溫度變

化的雙金屬彎曲狀態將經由槓桿等被傳達到自記筆而在記錄上做記錄(圖 6— 257)。

3. 在自記圓筒內部裝有時鐘裝置，並有記錄紙夾。臺架大部分爲鑄器(鋁)，鐵製的數目不多。

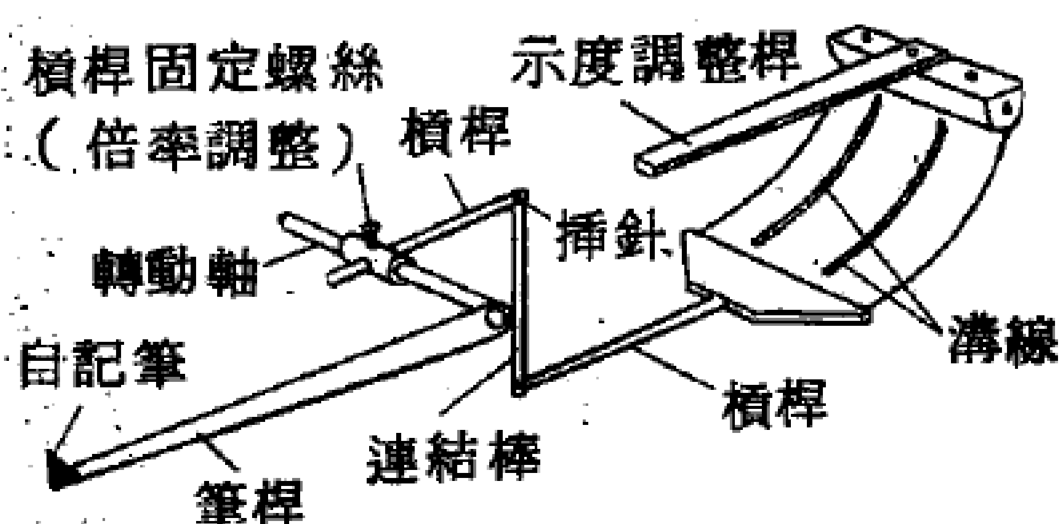


圖 6 — 257

【自旋】(Spin)

許多粒子動得好像是在繞著一個中軸自旋一樣，不過，顯現出來的自旋值只有某幾種。按照自旋的基本單位來表示，大多數的粒子具有 0 單位、 1/2 單位或 1 單位。半整數自旋和整數自旋(0、1、2等)有極大的差別。具有半整數自旋的粒子，如電子、質子和中子，遵循一個排斥“定律”，“禁止”一個以上的粒子存在同一個地方；具有整數自旋的粒子，如光子和介子，就不遵循這樣的定律。

粒子的自旋一定得產生一些可以觀察到的效應，否則這個觀念就沒有意義了。我們可以用電子對這種情形作最好的解釋。如果電子眞是一個自旋電荷，它應該具有一個小磁鐵的種種特性，在磁場裏面應該順著場的方向排成一線，就像羅盤針放在地磁場中會指向南北一樣。強度在一小段距離內從強變到弱的磁場裏，一個極小的磁鐵會移向較強的地方。

1924 年所作的一個有名的實驗裏，兩個德國科學家史特恩(*Stern*)和革拉克(*Gerlach*)觀察到了這種運動。圖 6 — 258 顯示了這個實驗是如何作的。如果電子射過這個不均強磁場，橫方向的運動一定比上下的運動大得多，這是因爲在磁場內運動的帶電粒子是受一垂直於運動方向及磁場方向的力。爲避免這個力的影響，實驗家把中性的銀原子射過這個系統。大家推測，因爲原子是中性的，應該不會受到磁場的影響而會沿著中線射到屏上。不過結果卻變成，雖然磁場對整個原子系統沒

有影響，但它對這個中性原子最外面的一個電子的確發生影響，因爲這個電子是不受其他電子的影響的。換句話說，對這個實驗而言，除了最外層電子本身的自旋外，這個中性系統不受磁場影響。

假如這個自旋電子眞像一個磁鐵，銀原子就會沿著一條接收板上的垂直線，全部附著上去。在磁場中的偏折量視此電子磁鐵的方位而定。如本來就和磁場同向，它就會向下動；如果本來和磁場反向，它就會向上動；如果原來和場向垂直，它就根本不動。

這個實驗令人吃驚的結果是：銀只附著於兩個位置——上和下。中間位置並沒有銀存在。不管這個實驗怎麼作，永遠得到這個結果。顯然，電子的自旋方向要就和磁場方向相同，否則相反，決無其他方位。

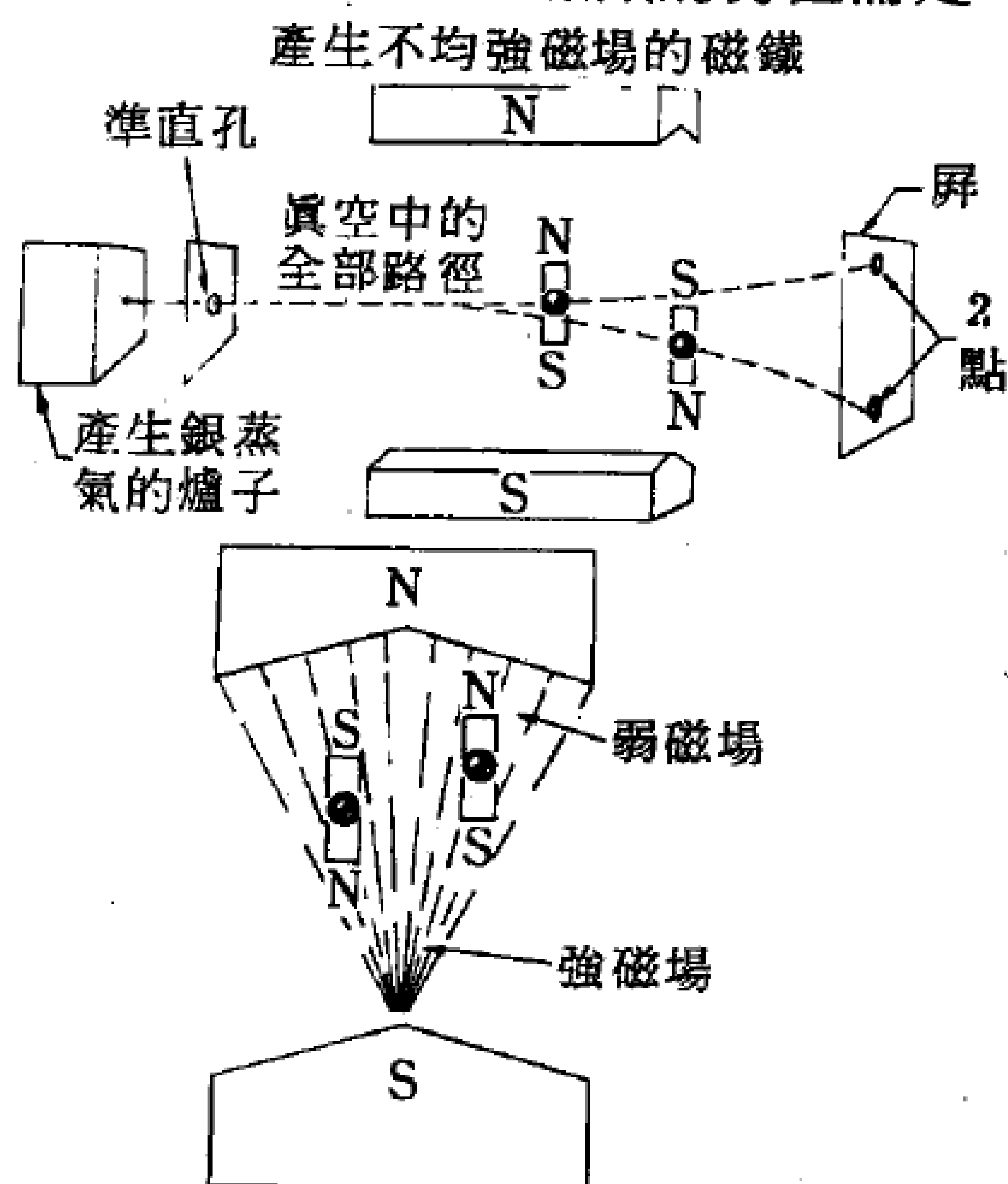


圖 6 — 258
表明電子自旋爲量子化
的史特恩、革拉克實驗

我們說電子的自旋是“量子化的”，意指它只能有某些值。這點很像電荷，因爲它也是量子化的。人們易於推想，電子實際上可以在任何方向自旋，只不過在磁場中它恰巧順著或逆著磁場排成一線罷了。但是要知道，電子自旋的觀念也只在測量出數值時才有意義，而在測量後，電子自旋只有兩個值——與測量場同向和反向。

除了從外面之外，一個系統的一些性質不會改變，角動量就是其中之一。這個性質可以應用到放射性物質的貝他衰變上。不具任何自旋的衰變原子不能射出自旋著的電子（β粒子），除非這原子囘跳，以反向自旋。不過實驗顯示，在貝他衰變中，原子的自旋要就變 1 單位，否

則完全不變，決不會變 1/2 單位，而 1/2單位的變化就足夠平衡電子的自旋了。我們現在知道，1單位的原子回跳是由於衰變中還放出了一個具有 1/2單位自旋的微中子（*neutrino*）所致。有許多電子交互作用需要考慮由電子自旋所產生的角動量。

在磁場裏，一個粒子系統所可能有的方位視其總自旋而定。具有 1/2 單位自旋的電子只有兩種可能，具有 1 單位自旋的系統則有三種可能的方位——與場同向、反向或與之垂直。方位的數目可用下列公式表示：

$$\text{可能方位數} = 2s + 1$$

其中 s 為自旋。圖 6— 259為這些不同可能情形的圖片模型。

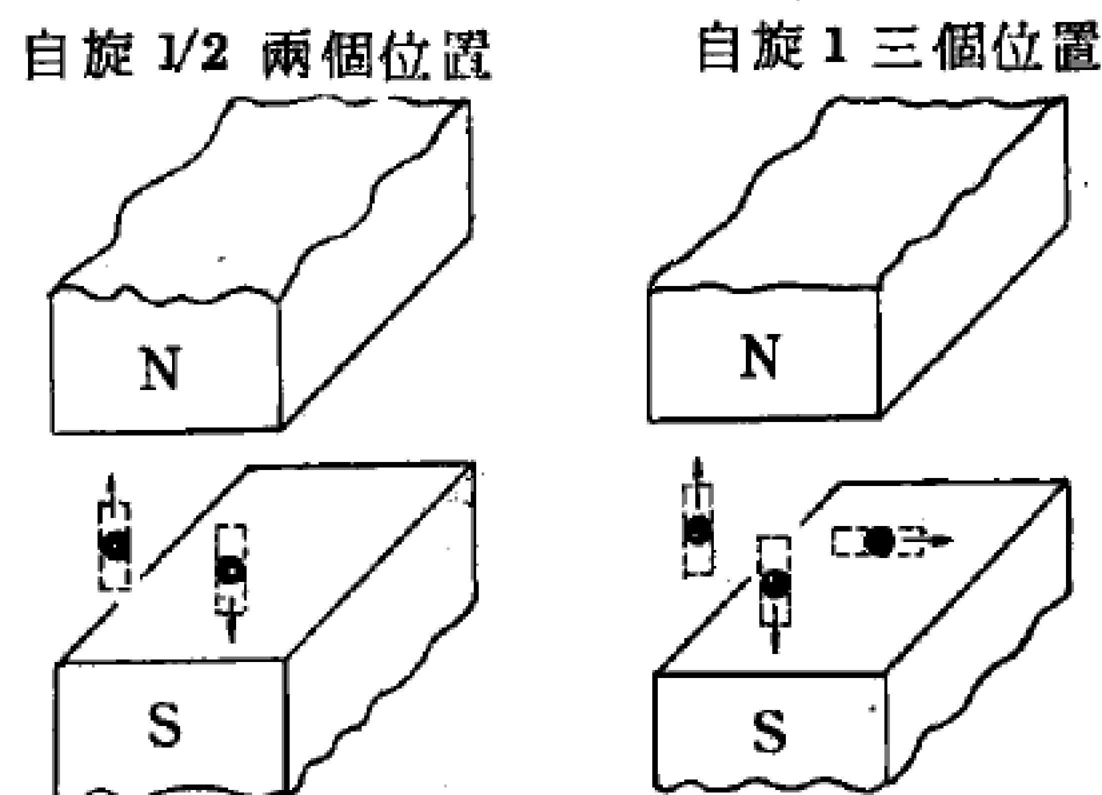


圖 6 — 259
磁場內量子化的方位

粒子的自旋為一純量子力學的物理量，它不能由古典物理完全描述，且在古典極限（$h \to 0$）時，粒子的自旋即被忽略。電子具有自旋，是由烏倫貝（*G. E. Uhlenbeck*）及古斯密（*S. A. Goudsmit*）於1925年所倡，可用史特恩、革拉克實驗結果證實。1927 年丹尼生（*D.V. Dennison*）首倡質子亦有自旋 1/2，導致邦豪夫（*Bonhoeffer*）及哈泰客（*Harteck*）發現正氫及仲氫。此後，基本粒子普遍有自旋乃成定論。在原子物理學中，若考慮電子自旋，即可說明原子能階的精細結構，若更考慮原子核自旋，就能說明其超精細結構。

【自旋、自旋弛緩】（Spin-spin relaxation）

原子核的磁雙極矩（由自旋產生）在磁場中時，因與鄰近雙極矩交互作用而受微擾，這項微擾在一有限的範圍內變動，因此有弛緩現象產生

。由於此弛緩現象是由自旋交互作用產生，故稱自旋、自旋弛緩。若免計自旋交互作用，則自旋（或磁雙極矩）在磁場中的進動爲同相；但因有自旋交互作用，故其進動漸成異相，而使進動頻率有一 $\Delta\omega$ 之擴展，對應於此頻率擴展的時間，稱爲自旋、自旋弛緩時間，又稱爲橫向弛緩時間（*transverse relaxation time*）。

【自旋、軌道交互作用】（Spin - orbit interaction）

在多電子原子中，交互作用相當複雜，除了電子本身的自旋與其軌道角動量之間有交互作用外，電子與電子間，電子與原子核間也都有交互作用存在。這種交錯複雜的交互作用，使每個電子的軌道角動量與自旋及其他電子的軌道角動量與自旋產生複雜的耦合作用。一電子的總角動量爲

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

式中 $\vec{L}$ 爲軌道角動量，$\vec{S}$ 爲自旋角動量。我們將指定 j 爲與 $\vec{J}$ 有關的量子數，因此

$$|\vec{J}| = \sqrt{j(j+1)}\,\hbar$$

因爲電子自旋相對於軌道角動量僅有兩個可能的方位，故得 j 的可能值爲

$$當\ \vec{S}\ 與\ \vec{L}\ “同向”時，\ j = l + \frac{1}{2}$$

以及

$$當\ \vec{S}\ 與\ \vec{L}\ “反向”時，\ j = l - \frac{1}{2}$$

對 $l = 2$ 而言，則 $j = \frac{5}{2}$ 或 $\frac{3}{2}$，這兩種情況如圖 6 — 261 所示，當 $l = 0$（或 s 狀態）時，僅 $j = \frac{1}{2}$ 爲可能。當我們將 j 的值寫成腳註時，電子的可能狀態之命名如表所示。

l	0	1		2		3	
j	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{7}{2}$
符號	$s_{1/2}$	$p_{1/2}$	$p_{3/2}$	$d_{3/2}$	$d_{5/2}$	$f_{5/2}$	$f_{7/2}$

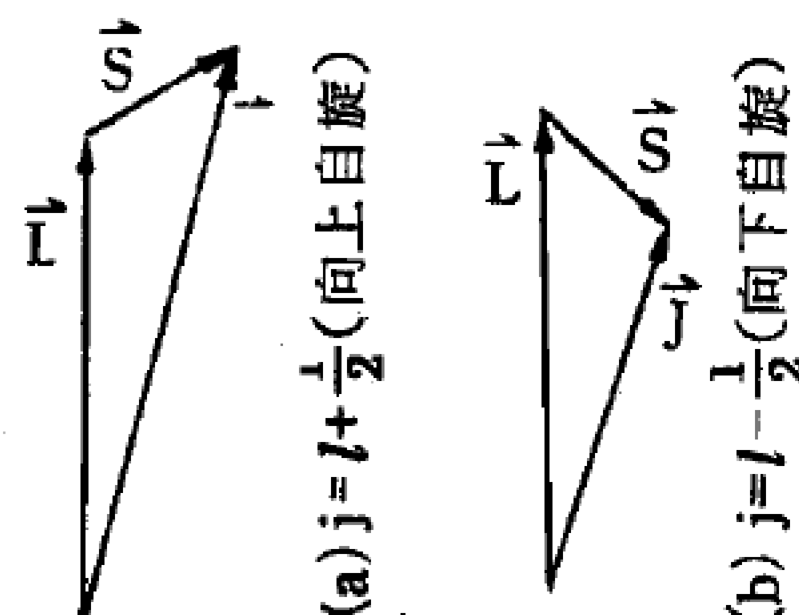


圖 6 — 261

當 $l = 2$ 時 $\vec{L}$ 及 $\vec{S}$ 的可能相對方位

電子自旋相對於軌道角動量的兩個方位引起一重要的效應：使似氫原子的能階分裂爲兩個能階（ s 能階除外），或者一般而言，使具有一個價電子的一切原子之能階分裂爲兩個能階，能階的分裂爲二的現象就是由所謂自旋、軌道交互作用所引起的結果。此交互作用的起源如下：在附著於原子核上的一參考坐標 XYZ 中，電子係以角動量 $\vec{L}$ 繞原子核旋轉，如圖 6 — 262 (*a*)。但是，在附著於電子上的參考坐標 $X'Y'Z'$ 中，原子核係繞電子旋轉。因爲原子核帶正電，故它在 $X'Y'Z'$ 參考系中產生一平行於角動量 $\vec{L}$ 的磁場 $\vec{B}$。由於電子相對於 $X'Y'Z'$ 爲靜止，因此與核磁場發生交互作用的僅爲電子自旋磁矩 $\vec{M}_S$。這一交互作用與 $\vec{M}_S \cdot \vec{B}$ 成比例，但因 $\vec{M}_S$ 平行於 $\vec{S}$，且 $\vec{B}$ 平行於 $\vec{L}$，所以交互作用與 $\vec{S} \cdot \vec{L}$ 成比例。這就是何以稱這個效應爲自旋、軌道交互作用的緣故。於是，對因受自旋、軌道交互作用之電子的能量而言，可以寫爲 $E_{SL} = a\vec{S} \cdot \vec{L}$，式中 a 代表一量，此量與影響電子運動之各別的變數有關，它之正確形式此時我們不需知道。令 E_n 爲電子的運動能量，假設僅受一中心力作用，則加上自旋、軌道交互作用時，則其總能量爲

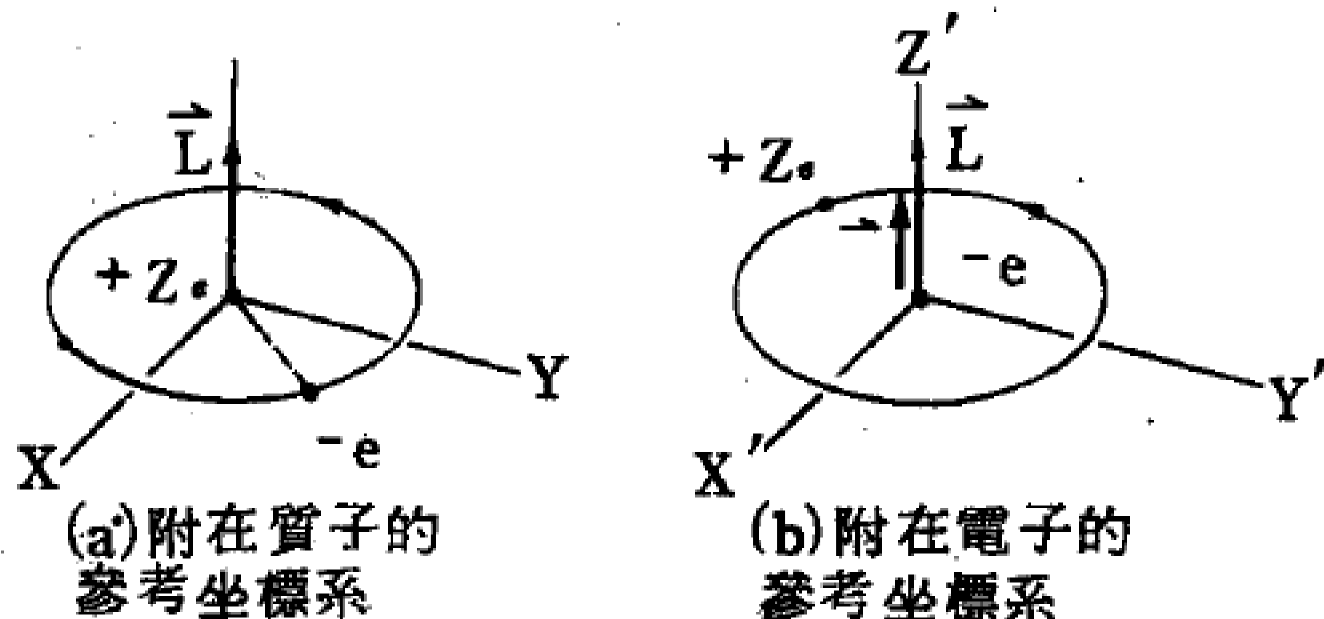


圖 6 — 262　自旋、軌道交互作用的起源

$$E = E_n + E_{SL} = E_n + a\vec{S} \cdot \vec{L}$$

對一已知 $\vec{L}$ 及 $\vec{S}$ 的值而言，自旋、軌道交互作用 E_{SL} 係與這兩向量的相對方位有關。但是因爲 $\vec{S}$ 相對於 $\vec{L}$ 僅有兩個可能的方位，因此我們可得一結論爲

“自旋、軌道交互作用將具有某一 l 值的各電子能階分裂爲兩個間隔非常鄰近的能階”

其中一能階相應於 $\vec{L}$ 及 $\vec{S}$ 同向或向上自旋（ *spin up* ）

$$j = l + \frac{1}{2}$$

另一能階相應於$\overrightarrow{L}$及$\overrightarrow{S}$反向或向下自旋（ *spin down* ）

$$j = l - \frac{1}{2}$$

顯然地，s能階（ $l = 0$ ）仍爲單一的能階。烏倫貝（ *G.E.Uhlenbeck* ）與古斯密（ *S.A.Goudsmit* ）就是因爲受到此一電子能階分裂爲二的實驗結果之啓示，乃於1926年介紹電子自旋觀念。

【自旋、晶格弛緩】（ Spin-lattice relaxation ）

一系統的自旋（不論是順磁性、鐵磁性、原子核、鐵淦氧磁性或反鐵磁性）因吸收能量而被激發，回復至與其環境（ *surrounding* ）成熱平衡的過程。此系統的自旋並非自由或孤立者，而是與晶格（在固體中）或鄰近分子（在液體中）相耦合，通常熱振動使環繞此自旋的磁場或電場減弱，某些振動頻率恰能使自旋系統轉移其能量至晶格（或環境），而使之趨於熱平衡。例如將粒子自旋爲1/2的系統置於（內在或外加的）磁場中，則此系統將有二個能階對應於二自旋態，並有一頻率對應於此二能階之差。由於此二能階的能量有別，故在各能階的自旋數目也不同（由波茲曼分佈決定），若有一激發加於此系統而對之形成微擾，則此系統將轉移其能量至晶格，而在特定時間τ內回復至與晶格成熱平衡，此特定時間稱爲弛緩時間。關聯於自旋晶格弛緩的弛緩時間，又稱縱向弛緩時間（ *longitudinal relaxation time* ）。

【自旋共振】（ Spin resonance ）

如果外加磁場的能量，和在此磁場中之自旋磁矩的能階差相同時，磁場的能量即會被大量吸收，而構成共振現象。自旋共振包括核自旋共振和電子自旋共振。

【自旋弛緩】（ Spin relaxation ）

在順磁性晶體中弛緩作用來自自旋和晶格之間的交互作用，這種交

互作用也就是聲子（*phonon*）對晶體電場（*crystalline electric field*）調整的結果。這種調整的工作可以分為三類：第一類是晶體場直接發射或吸收一個聲子；第二類是聲子被晶體場散射，經過散射後的聲子能量會有些改變，這類作用常稱為拉曼（*Raman*）過程；第三類是有另一個狀態介入的散射情形，常稱為歐巴赫（*Orbach*）過程。三種不同的弛緩過程都有實驗可以證明。

【自旋角動量】（Spin angular momentum）

物體對O點的角動量（圖 6 — 260）等於各質量元素角動量的總和。我們通常用下面的方法來表示：取一塊質量元素m_i，位置與速度分別為$\vec{r}_i$與$\vec{V}_i$，則

$$\vec{L}=\sum_i m_i \vec{r}_i \times \vec{V}_i$$

在任意一瞬間，把$\vec{r}_i$分解為質心的位置向量$\vec{R}$與質量m_i對質心的位置向量$\vec{r}_i'$二部分：

$$\vec{r}_i=\vec{R}+\vec{r}_i' \qquad (1)$$

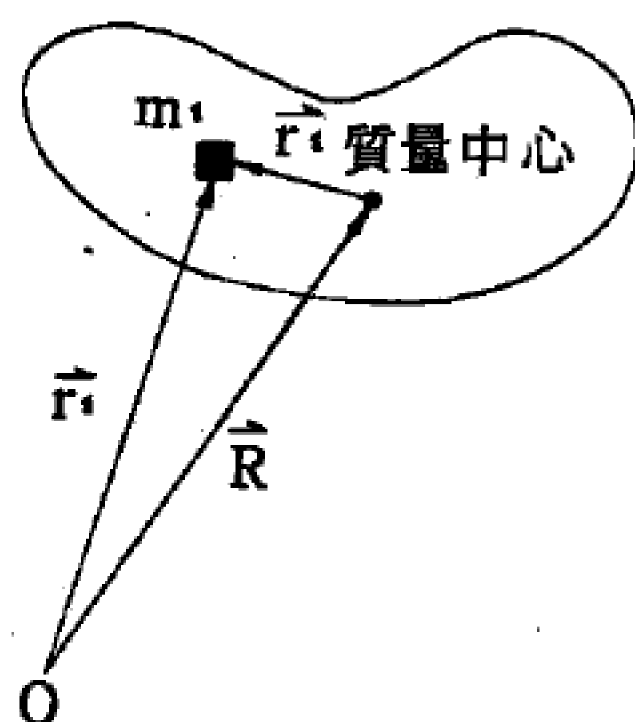


圖 6 — 260

同樣地，我們可以把速度向量$\vec{V}_i$分解為質心的速度$\vec{V}$與質量元素對於質心的速度$\vec{V}_i'$二部分：

$$\vec{V}_i=\vec{V}+\vec{V}_i' \qquad (2)$$

將（1）、（2）式代入$\vec{L}$的表示式，得到：

$$\vec{L}=\sum_i m_i(\vec{R}+\vec{r}_i')\times(\vec{V}+\vec{V}_i')$$

乘開來共有四個項：

$$\vec{L}=\sum_i m_i\vec{R}\times\vec{V}+\sum_i m_i\vec{r}_i'\times\vec{V}+\sum_i m_i\vec{R}\times\vec{V}_i'+\sum_i m_i\vec{r}_i'\times\vec{V}_i'$$

讓我們分別來看看這四個項。第一項$\vec{R}\times\vec{V}$係屬於質心的而非各個質量元素的，可以從Σ符號裏面提出來。

$$\sum_i m_i\vec{R}\times\vec{V}=(\sum_i m_i)\vec{R}\times\vec{V}=M\vec{R}\times\vec{V}$$

M為物體的總質量，第一項乃是質心運動所引起的角動量。第二項可以

把$\overrightarrow{V}$提出：

$$\sum_i m_i \overrightarrow{r_i}' \times \overrightarrow{V} = (\sum_i m_i \overrightarrow{r_i}') \times \overrightarrow{V}$$

因爲每一個$\overrightarrow{r_i}'$都是表示和質心的相對位置，所以$\sum_i m_i \overrightarrow{r_i}' = 0$。

（這乃是根據二個質量推廣得來，$\frac{r_1'}{r_2'} = \frac{m_2}{m_1}$，寫成向量符號即 $m_1 \overrightarrow{r_1}' + m_2 \overrightarrow{r_2}' = 0$）第三項爲：

$$\sum_i m_i \overrightarrow{R} \times \overrightarrow{V_i}' = \overrightarrow{R} \times (\sum_i m_i \overrightarrow{V_i}')$$

$\sum_i m_i \overrightarrow{V_i}'$表示$\sum_i m_i \overrightarrow{r_i}'$每單位時間的變化率，$\sum_i m_i \overrightarrow{r_i}'$在所有的時刻都等於零，所以$\sum_i m_i \overrightarrow{V_i}' = 0$。只剩下最後一項$\sum_i m_i \overrightarrow{r_i}' \times \overrightarrow{V_i}'$ 了，這一項裏面的位置向量與速度向量都是以質心爲參考點的，所以這一項就等於物體對質心的運動的角動量，也就是自旋角動量。

自旋角動量在近代粒子物理裏有很重要的效應。

【自旋波】（Spin wave）

自旋波理論爲討論鐵磁性及反鐵磁性極重要的理論之一。以鐵磁性爲例，在鐵磁性物質中，其基態的自旋排列均爲平行。如假定其交換交互作用僅及於最近鄰，則當任一自旋受激發而轉向時，其最鄰近的自旋亦受影響而適度轉向。如此連鎖影響，可得一激發狀態。此狀態的自旋運動方程式，顯示一微小振動，此微小振動在晶體中以波狀進行，故稱自旋波。自旋波量子化即稱磁子。

【自旋組態】（Spin configuration）

磁性物質中自旋磁矩的規則排列常稱爲自旋組態，如鐵磁排列（*ferromagnetic array*）、反鐵磁排列（*antiferromagnetic array*）、鐵淦氧磁排列（*ferrimagnetic array*）、螺旋形排列（*helical array*）及其他複雜排列。

【自旋統計定理】（Spin - statistics theorem）

從量子場論可證明凡自旋（單位 $\hbar$）是 1/2 的偶數倍（包括零）的粒子，都應當遵守波司、愛因斯坦統計律，這類粒子稱爲波子（*bosons*）；凡自旋是 1/2 的奇數倍之粒子應遵守費米、狄悅克統計律，這類粒子稱爲費子（*fermions*）。

【自旋與統計】（Spin and statistics）

統計力學所處理的問題是一群不互相作用（或作用力極小可予忽略）的相同粒子，由粒子在各種狀態的分佈情形所描述的物理系統。這種分佈情形可分爲兩類：第一類稱爲波司、愛因斯坦統計，它的每個狀態可由任意數目的相同粒子所佔據；第二類叫費米、狄悅克統計，它的每個狀態不能由兩個或兩個以上的相同粒子同時佔有。符合第一類的粒子稱爲波子；第二類粒子稱爲費子。波子的狀態波函數，因爲容許有兩個以上的相同粒子於同一狀態，所以它是一對稱函數；反之，費子的狀態波函數則爲反對稱函數，也就是由於相同粒子在量子力學中是不可區分的，欲得到一不爲零的反對稱函數，則不能有兩個或兩個以上的相同粒子佔據相同的狀態。

自旋爲零或整數的粒子，如派子、光子和 ρ 介子等，必須以對稱波函數描述其狀態，因此它適合波司、愛因斯坦統計，所以稱爲波子。自旋爲 1/2，3/2，5/2…的粒子，因爲它的狀態函數爲反對稱，所以稱爲費子，如電子、質子、中子、緲子和微中子等都是。

【自旋熵】（Spin entropy）

一系統中熵值的大小，顯示此系統的規則性。如果一系統完全由自旋磁矩組成，此組合的熵就稱爲自旋熵。在固定溫度時，加磁場於一自旋系統，可使其熵值降低，此原理可用在絕熱去磁冷卻方法上。

在高溫時，系統爲完全不規則。假定此自旋系統中有 N 個離子，每個離子的自旋爲 S，則其自旋熵可以下式表之

$$\sigma_S = Nk_B \log(2S+1)$$

式中σ_S爲自旋熵，k_B爲波茲曼常數。

【自動同步】(Automatic synchronization)

強制地維持兩個振盪的週期相等(同步)。爲了電振盪的自動同步，常利用佔據現象。

【自動光度控制】(Automatic brightness control)

自動維持畫像光亮在一個合適的平均值上的電路。

【自動低音補償】(Automatic bass compensation)

耳官對低音的響應上比較遲鈍，普通利用一有分接的音量控制器約在三分之一處並接一電容電阻電路，目的將高音成分漏去多少，以便彰顯低音。

【自動收報機】(Auto-receiver)

自動抄收電碼訊號的收報機。

【自動放射攝影術】(Autoradiograph)

或叫做自動放射線照相法，結合了示蹤劑和輻射線照相兩種方法；也就是說，從示蹤劑發出之輻射線將底片感光。比方說，你想知道一種正在試驗階段的新肥料，它的化學製品，在成長中的植物裏是如何分佈。這時，你就可利用磷的同位素，將它加到這種肥料中，然後把這肥料再施給植物吸收。過了幾天之後，你就可拿這植物的幾片葉子或一些根，把它們擺在一張很靈敏的底片上。植物所吸收進去的放射性同位素，將會因其輻射線而使這張底片感光。同樣地，我們可以將冶金時的樣品，暴露在氚氣(一種氫的同位素 $^{3}_{1}H$)中，然後氚氣會聚集在此樣品表面之不平坦處，產生自動放射線照相，供給我們有關此樣品，在伸長、表面破裂及多孔性種種效應的情報。

【自動音量控制電路】(Automatic volume control ；簡稱做 A.V.C.)

雖然手操縱式音量控制(或稱爲人工音量控制，簡稱之爲M.V.C.)

能調整一接收機的增益至一合適的輸出水準或階層，但仍然具有數種理由，需要增用一自動音量控制以期獲得所欲的接收機增益。例如，防止揚聲器音量的過度變化即爲其理由之一；再者，當一接收機由一弱信號電臺（音量業已出現）調諧至一強信號電臺時，其揚聲器便有一種討厭的雜音；載波的信號強度發生變化，亦常因衰落（*fading*）或其他情況致揚聲器的音量大爲衰減。進而言之，天線信號強度的變化如使接收機的射頻、中頻或檢波等級過載而造成嚴重的故障，倘無補償時亦會導致失眞。

自動音量控制乃能自動調整接收機射頻及中頻級的增益，而能克服上述各問題。因此，現在所有的超外差式接收機電路中，幾乎已完全附加此種自動音量控制電路。

以下討論自動音量控制的基本原理：自動音量控制的實施，通常係利用第二檢波器二極管負載電阻器上比地（公共測量點）爲負的電壓，經一電阻電容濾波器而饋至射頻、變頻及中頻各級的柵極電路，藉以變更其柵極的偏壓大小，轉而控制各該組的增益。此外，亦有單獨使用一只二極管整流出負電壓，以達成此種目的者。

一典型的基本自動音量控制電路如圖6—263所示。此圖即爲我們熟悉的普通二極管檢波器，再於其負載電阻器R的近中頻變壓器端，接一電阻器R_1及電容器C_1濾波電路而成。其工作原理至爲簡單，因二極管檢波時，信號電流在其負載電阻器R上所產生的聲頻電壓降，恆與輸入信號電壓強度成正比，而在負載電阻器R上的電壓，近中頻變壓器端較接地端爲負。於是，此負電壓經R_1C_1濾波後乃成爲一平穩的負直流電壓。使此電壓饋至前面各級放大管的柵極時，便能控制各放大級的增益。蓋

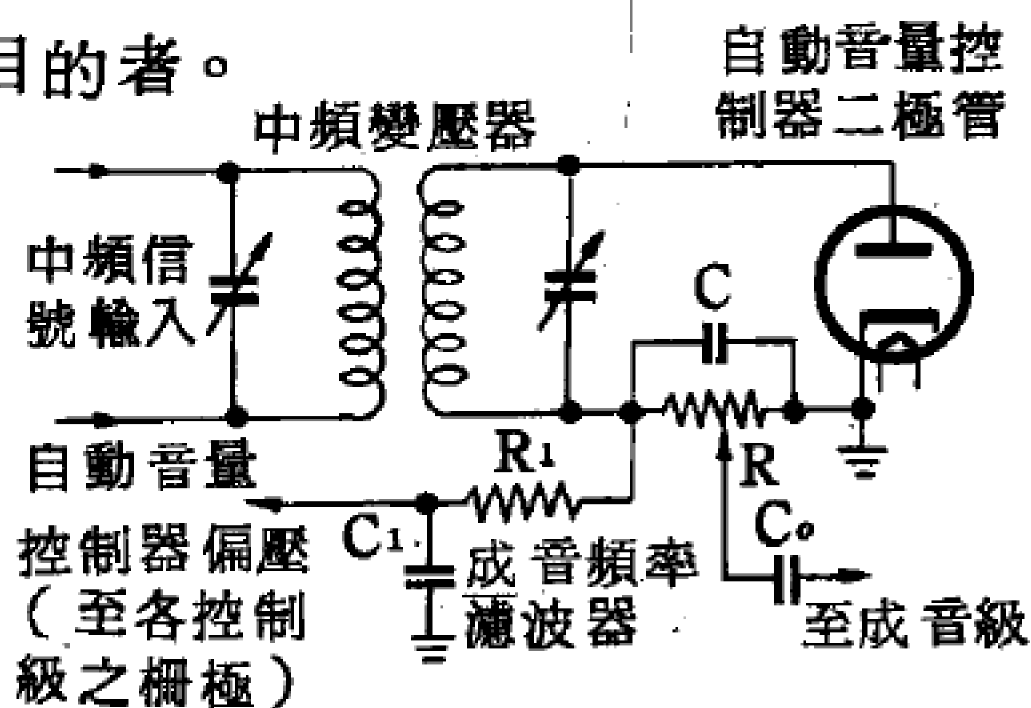


圖6—263 基本自動音量控制電路

輸入信號電壓愈強時，經整流的信號電流在檢波管負載電阻器R上所產生的電壓降亦愈大；換言之，由R上取得的負電壓經聲頻（或音頻率）濾波器饋至前面各級電子管的柵極上者亦愈大，故使各放大管的增益減低，反之則相反。

可知，一接收機如附裝有自動音量控制電路，則輸入信號強度即使有顯著的強弱變化，檢波器輸出至次一級的聲頻信號電壓仍可維持於相當適度的階層。

【自動音量壓縮】（Automatic volume compress）

輸入微音器的語音強弱不一，爲著避免放大器會過量負載，可以加入一電子管線路，自動將過強的信號加以抑制。

【自動音量擴展器】（Automatic volume expander）

當微音器音量變化過大時，爲著避免聲放級過量負載，常加入壓縮線路，對強大音響加以抑壓，故在放音機件中必須加入一擴展線路，使已被壓縮的音響，強的放大越強，弱的放大較小，務使放出的音量與原音接近。

【自動保險絲】（Automatic fuse）

自動保險絲原理係使電流通過一線圈，線圈之內有一小型電磁鐵；如電流過強，電磁鐵即吸引一銜鐵，致使一電鍵打開，電路也就隨之截斷。如將銜鐵之位置恢復原狀，電路即又接通；故無須預存備用保險絲的麻煩是其優點。

【自動偏壓】（Automatic bias）

詳閱“自給偏壓（*Self - bias*）”條。

【自動尋向器】（Automatic direction finder）

縮寫爲*A.D.F.*，電子儀器之一，只要知道對方發射臺的發射頻率，船隻或航空電臺就可以藉電波尋得方位。

【自動發動機】（Automatic motor）

就是一具簡單的電動機。它的作用在開動活塞並使發火栓發火。發火栓和啓動發電機和使電燈發亮的電流，都是由車上的定置電池供應的。當發動機發動後，就轉動了一個發電機，這樣就可以使蓄電池保用得長久些。

【自動報警機】(Automatic alarm receiver)

由國家交通部門根據國際公例指定船隻電臺安全設備之一，此接收機是專用作接收報警信號者，其頻率爲 500 *KHz*，當遇險船隻電臺發出十二劃遇險預告信號時，報警機收到第三劃後，鈴聲卽響。

【自動電鍵】(Automatic key)

能自動發送點劃的電鍵。

【自動準直器】(Auto - collimator)

大多數稜鏡在光學工作上均爲直角及兩個 45° 角，有一簡單及價廉的儀器可供測定稜鏡角度。此乃一自動準直器，其光學系統如圖 6 — 264 (*a*)所示。柵格尺 (*gratic rule*) *G* 安裝在物鏡之焦點，而此柵格尺之零線被穿過一小型 45° 角稜鏡之光線所照明，如此則由物鏡射出之平行光柱被接收在一眞正平面鏡，則可反射回物鏡且再帶到在此標尺平面內之焦點上。若此標尺刻度爲一毫米的十分之一，且 *OG* 之焦距爲 33.3*cm*，則每一刻度對應弧度一分之角度；且用一高度冉士登 (*Ramsden*) 目鏡可測出一標尺刻度的 1/5，卽相當於弧度的 12 秒。此自動準直器可安裝在一適當的金屬座上，如圖 6— 264 (*b*)所示，臂 *A* 可在半圓周內任意位置移動，且可以一翼狀螺絲扣緊。見圖 6 — 265 中，一水平螺旋臺上面有三個球，以安置稜鏡或

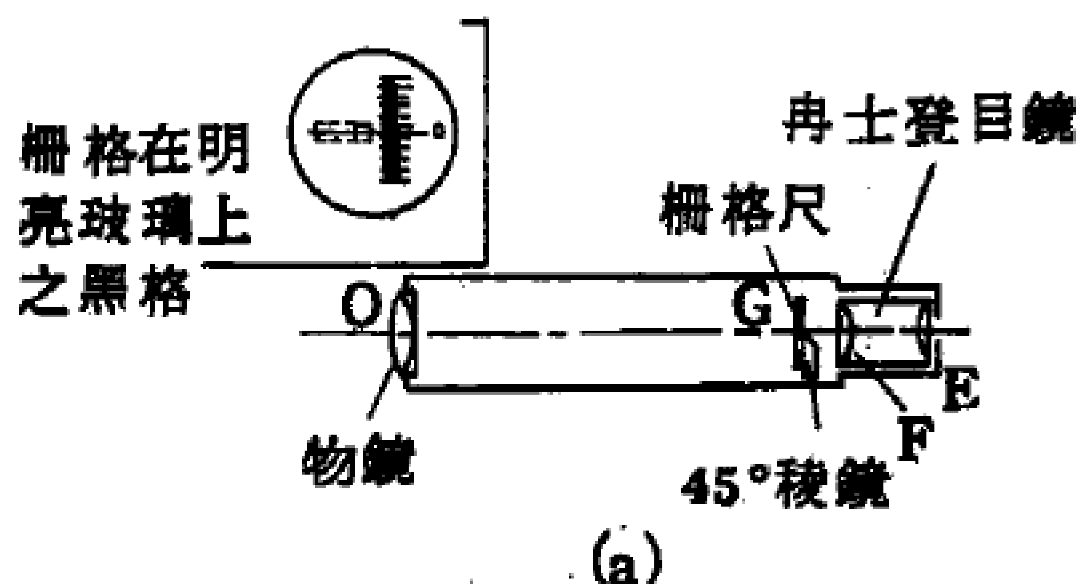


圖 6 — 264　自動準直器

，則配成一完整的儀器。

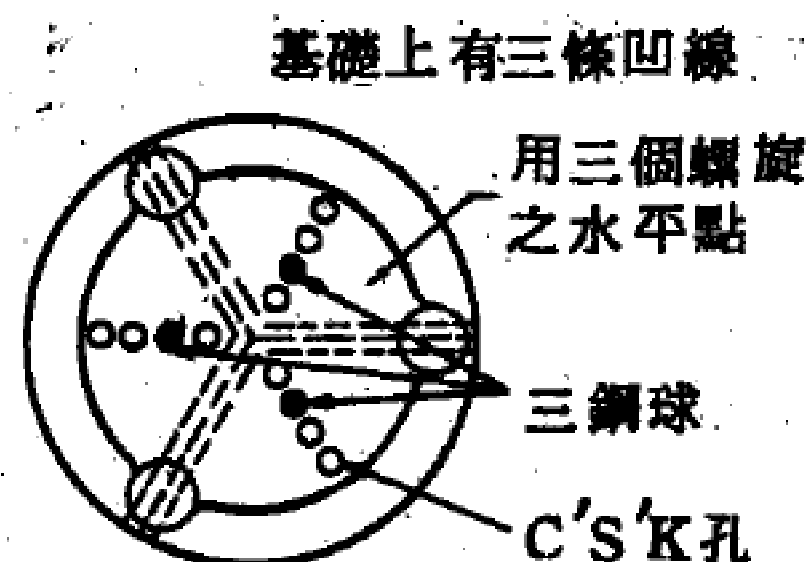


圖 6 — 265
自動準直器所用水平螺旋臺

欲測定 90°角內的誤差可用自動準直對準該稜鏡之斜邊面，在目鏡中將見有個明亮照耀的柵格尺零線之物像。由光而來之物像被其他兩面內反射且再由斜射出。若 α 為由眞正 90°角而來之誤差於是光線 1 於圖 6 — 266 中在該玻璃之射率為 N 時，將有一 $2\alpha\ N$ 方向之變化，光線 2 亦偏向相同之量，因物像之總間隔角在目鏡之標尺上見為 $N\cdot4\alpha$。假定折射率為 1.5，用自動準直器測定之誤差為 90°角眞正誤差之六倍。

此測定雖可得誤差之數值，但不能指出角度之為大於或小於 90°。確定此事可十分小心地安放此稜鏡使與一光學的平坦表面相接觸（見圖 6 — 267），且朝向自動準直器如圖所示，再測定外角之誤差（可與前法核對）。該稜鏡應傾斜在箭頭之方向中，且注意兩物像移動之方向。若兩物像“在一起”，外角必須大於 45°，而若二者“繼續分開”則外角必小於 90°。以此事實及誤差之大小，所謂 90°角之眞值便可求得。

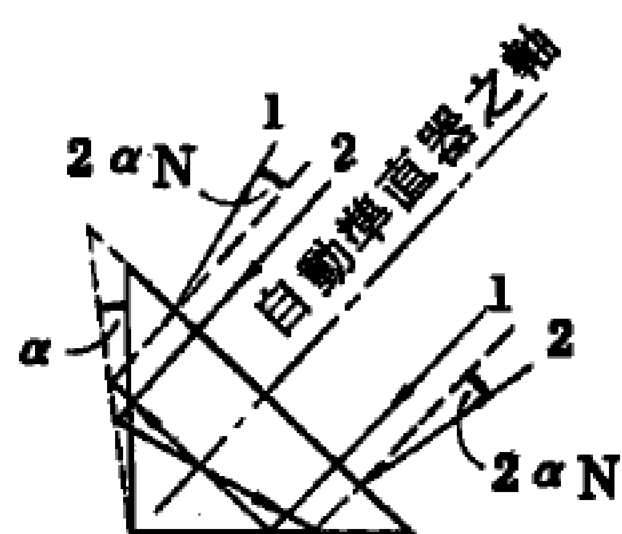


圖 6 — 266

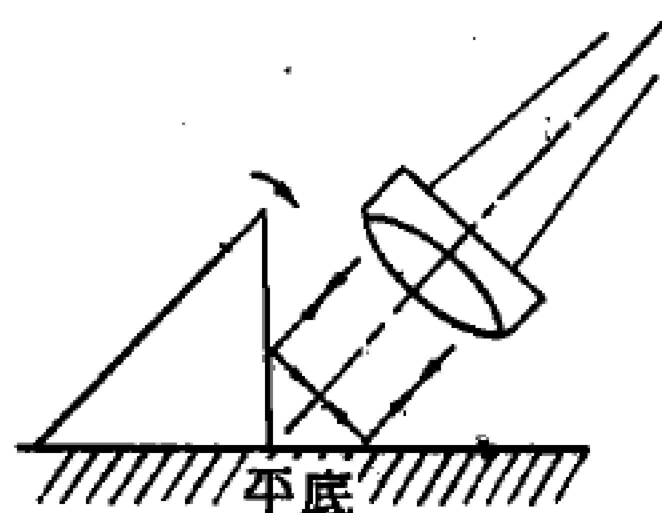


圖 6 — 267

為確定 45°角之絕對值，鏡應安置在三鋼球的裝置上圖 6 — 268 所示，且僅由斜之面上收到一反射（為避與其他反射物像相混淆，稜鏡面 AC 及 BC 均應塗敷一層凡士林）。已經

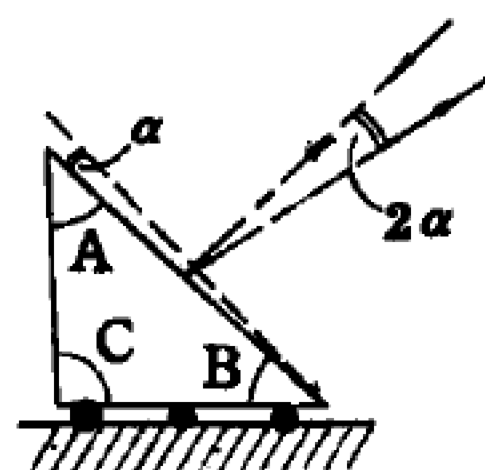


圖 6 — 268

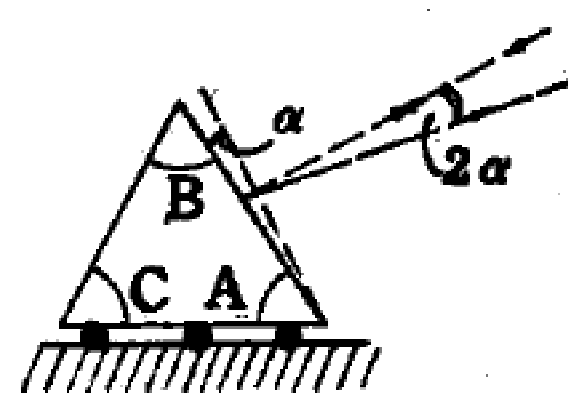


圖 6 — 269

記錄在目鏡標尺上反射物像之讀數後，再移動稜鏡且置於三鋼球上，且今 AC 面佔有前面 BC 所占之位置，在標尺上之讀數再記錄之。故讀出之角度大小將爲 A 及 B 間之角度差的兩倍，察見物像移動之方向，能顯示大於此二角，且依此方式（90° 角之資料）可確定 45° 角之眞正值。

【自動盤秤】（Auto - scale）

如圖 6—270 將測定物載於盤上，則能伸長裏面的鋼琴線螺形彈簧，而經齒輪裝置轉動中央的指針，可由分劃板直接讀取其重量，這便是自動盤秤。在上面有指針的零點調整螺絲。

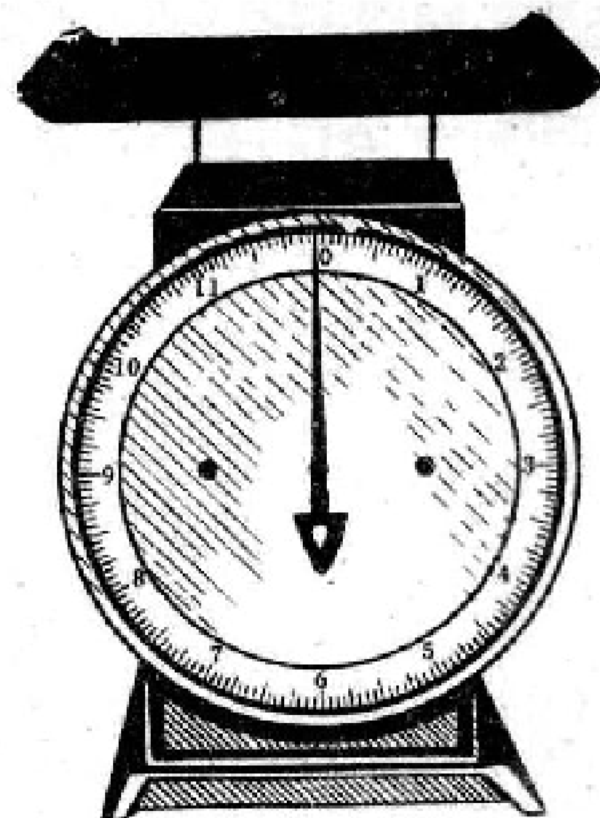


圖 6—270 自動盤秤

除了自動盤秤能直接讀出物體的重量外，簡單的手拿彈簧秤也能直接讀出重量。彈簧秤爲利用螺形彈簧的手拿的簡單秤，分劃板有圓筒形與平板形的。圖 6—271(b)則表示圓筒形的內部構造。把螺形彈簧的下端固定於帶指標的圓筒，將此筒套進於有分劃的圓筒 a 而固定其上端。如由外面加力，螺形彈簧則伸長而帶指標的圓筒也同時往下動，讀取指標所指的分劃，則可測定力的大小。

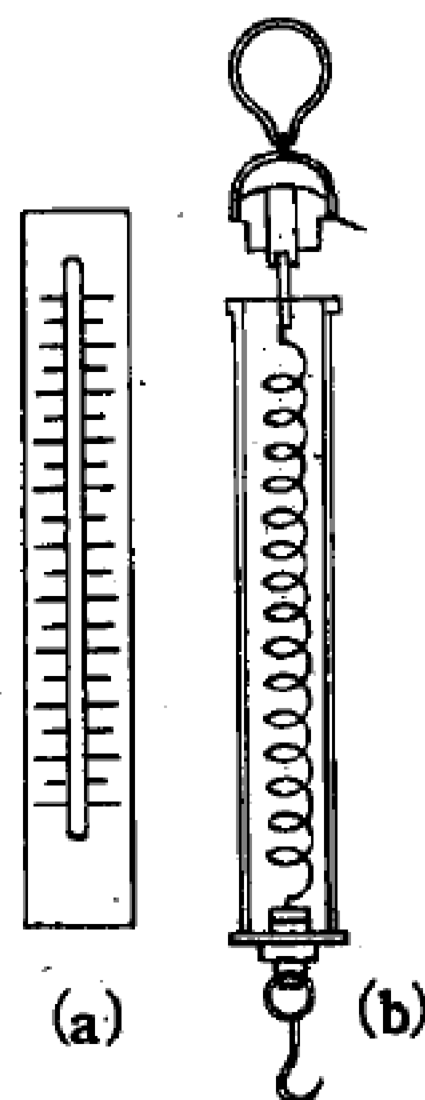


圖 6—271 彈簧秤構造

【自動增益控制】（Automatic gain control）

自動靈敏度控制能使無線電接收的響度保持在一定水平，不隨輸入訊號的強度而變化的裝置。多數自動增益控制裝置的作用原理如圖 6—272所示。輸入訊號經過放大以後，作用到專門的二極管檢波器上。此

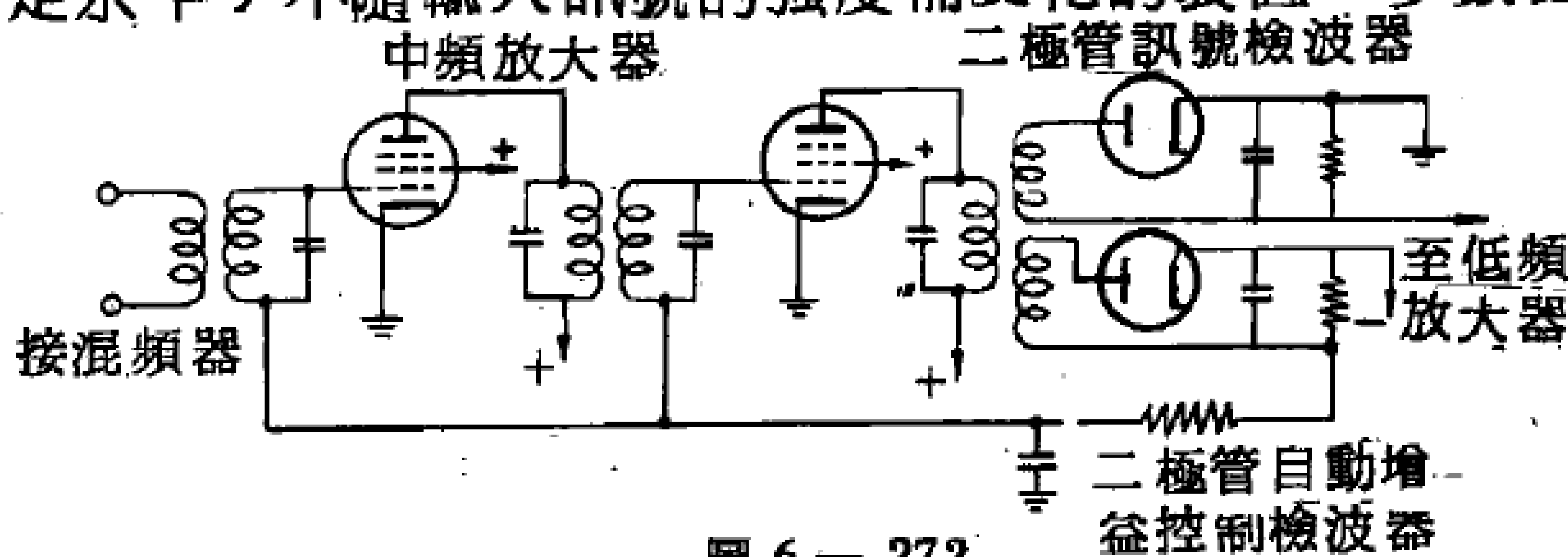


圖 6—272

檢波器在高頻或中頻放大電子管的柵極電路內產生一個直流偏壓，偏壓的數值能改變這些管子所能給出的增益。從另一方面來說，因爲偏壓數值本身與輸入訊號的強度有關，所以全部裝置便可調整成這樣：當訊號較弱時，增益較大；當訊號較強時，增益較小。

【自動調諧】（Automatic tuning）

新式接收機可藉按鈕控制，自動選擇電臺，完成自動調諧法有三：

1. 機械自動控制法——在調諧用之電容器動片軸上，利用一鈕或一鍵使它轉到預定之位置上。

2. 配諧電路代替法——將預先配妥若干個諧振電路裝在一排推動鈕上。

3. 電動機控制法——電臺的選擇由若干個電動引擎擔任，推動電動引擎後，小電動機即轉動，轉動至預定位置即停止。

【自動頻率控制電路】（Automatic frequency control circuit）

在直接調頻法的振盪器需要利用調諧電路，其工作頻率不及晶體控制式振盪器之穩定，往往因溫度變化、振動等因素使其工作頻率發生偏移。爲了穩定振盪器的中央頻率，故在直接調頻發射機中，常需用自動頻率控制電路，簡稱 A.F.C. 電路。有時此類電路亦用在調幅發射機中，甚至在接收機中亦用以穩定其本地振盪器（亦稱局部振盪器）的工作頻率。

圖 6—273 表示一 A.F.C. 電路。如情況許可（例如若干通訊用的調頻式無線電機，其收發信機合裝一起），超外差式接收機的變頻級，即可利用其作爲所需的外差系統。若爲單獨的發射機，則需一獨立的外差系統，以得必須的中頻，產生 A.F.C. 電壓。

在圖 6—273 中，鑑別器之變壓器 T_1 的初級及次級調諧電路，皆諧振於該系統的中頻。若發射機動作正常，振盪器工作穩定，則所產生

的中頻，便在諧振曲線的中央，使圖中A點輸出的控制電壓為零。於是，在電抗管的柵極上，無額外的直流控制電壓。意即振盪器工作穩定，平均的注入電抗量為一常值，能使振盪器不變其平均（中央或休止）頻率。

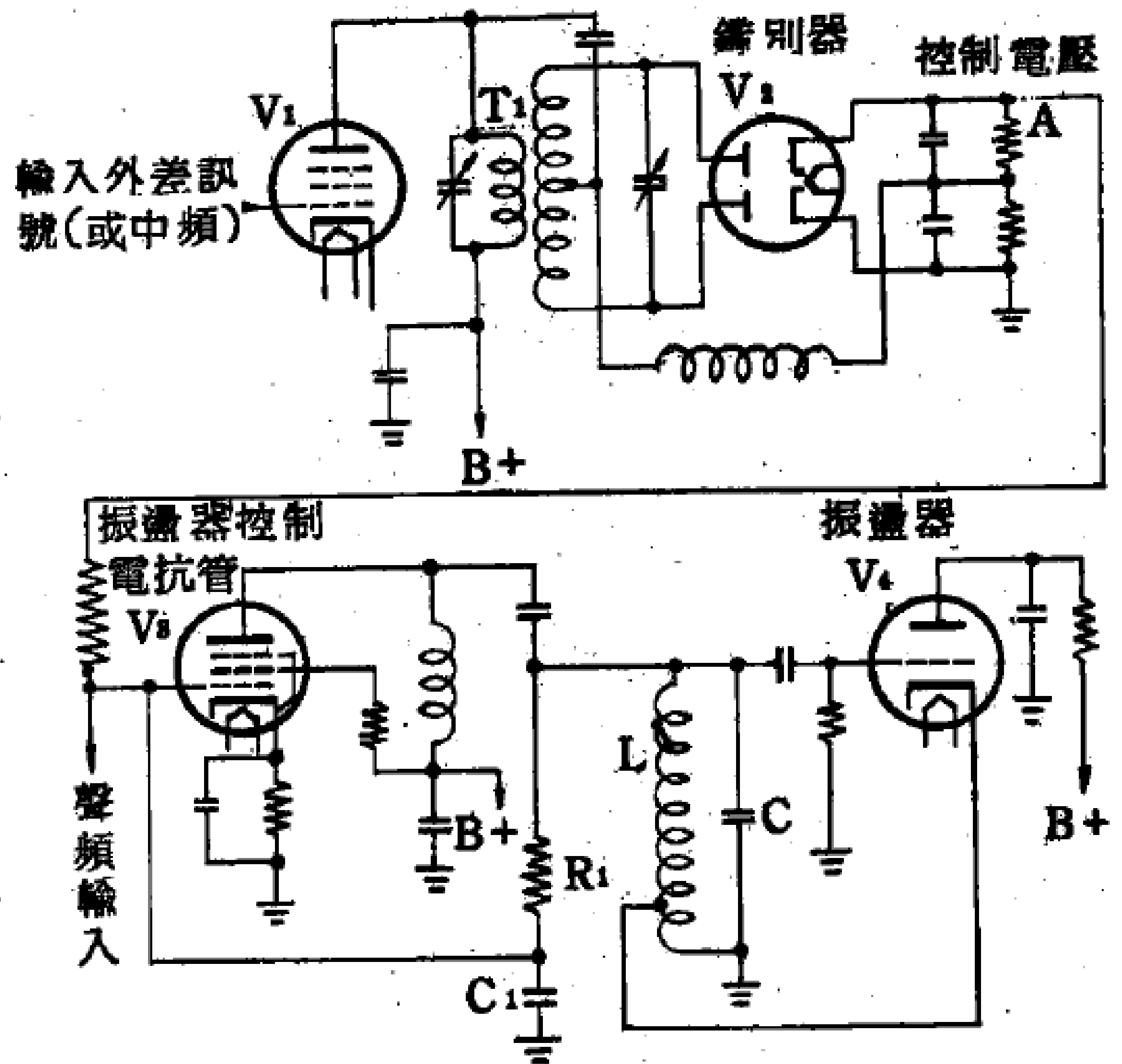


圖 6—273　自動頻率控制（AFC.）電路

當振盪器的輸出頻率，由於工作情況不穩定而有所偏移時，經外差作用所產生的中頻，便與T_1的諧振頻率不同。即在T_1次級線圈的上下兩部分的電壓不相等，使A點有控制電壓輸出，直接施於電抗管的柵極，乃使其偏壓變化，於是，此管的互導（*mutual conductance*）g_m 變化。又因注入於振盪槽路的電抗，隨g_m而變化，故可使振盪器的工作頻率亦隨之而變，並使其回復至正常的工作頻率，再呈穩定。

在圖 6—273中，注入的電抗呈電感性與電抗管的g_m成反比（注入電感量$=\dfrac{CR}{g_m}$）。設所用的外差系統，因振盪管V_4的輸出頻率突趨不穩而降低時，所產生的中頻亦降低，則可在A點輸出一正電壓（其大小由振盪頻率偏移的頻率值而定）。乃使電抗管的有效偏壓負值減少，增加其g_m，故減低其注入於振盪槽路的電感量，使振盪槽路內的總電感量減少，提高其振盪頻率，直至回升到正常值為止。

若振盪器輸出的頻率，突趨不穩而升高時，則其糾正的情況，適與上述者相反。

在調頻發射機中，A.F.C. 電路亦稱"中央頻率穩定電路"，其外差系統中所需的另一頻率，常用一晶體控制式振盪器供給之。

上述之方法就正確性言有其缺點。直流放大異常因電子管更換或電源變動而導致不穩定；其次若控制系統失效，振盪器的輸出頻率便劇烈變化。但因其構造簡單，仍被廣泛使用。

【自動選擇度控制】（Automatic selectivity）

新式中頻變壓器，可將調諧電路之響應曲線平頂部分自由伸縮，增進電路之傳眞度或選擇度。

【自動雜音限制器】（Automatic noise limitter）

簡稱作$A.N.\bar{L}.$，其作用係專用以對付外來雜音中呈脈衝式者。通常此種雜音爲時短暫，但其電壓強度卻常超出正常信號電壓的若干倍。自動雜音限制器電路的設計，大部分係當遭遇此種雜音干擾時，立即使接收機作瞬間暫停輸出，由於時間極短，如同電影片的間歇，故不易爲人所察覺。此種電路通常多附裝於通訊用高級接收機中。玆介紹幾種比較常見的雜音限制器電路，並予簡要說明如下：

1. 簡單式雜音限制器——簡單式雜音限制器通常多利用雙二極檢波管中的一小屏擔任，其電路設計頗爲簡單，將此小屏經過一通斷開關接至末級聲頻功率放大管的柵極上即可。當開關接通時，二極管小屏乃充電，於是呈現末級聲頻功率放大管柵極聲頻信號的平均振幅。倘若遇有尖銳的雜音脈衝發生時，其正峯值必定可藉二極管的整流作用而將其摒除。即天電與其他相類似的干擾，亦同樣會被克服。

2. 串聯式自動雜音限制器——典型的串聯式自動雜音限制器電路如圖 6—274 所示。V_1 爲普通二極管檢波器，電阻器 R_1 及 R_2 爲其負載電阻器，C_1 爲射頻旁路電容器；其餘部分爲自動雜音限制器電路。當

開關扳在圖中所示 *AN.L.* 的位置時，自動雜音限制器方發生作用。玆將其工作原理說明於下：

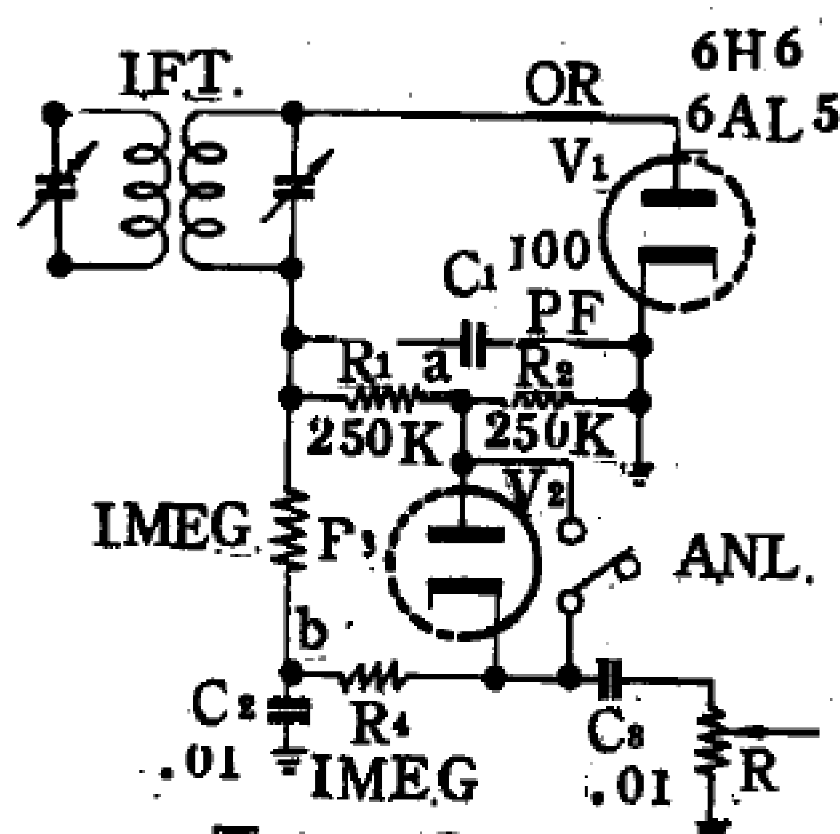


圖 6 — 274
串聯式自動雜音限制器

設輸入的中頻電壓經檢波後，平均電流通過負載電阻器 R_1 及 R_2 產生負 10 伏特電壓，則 V_2 自動雜音限制管的陰極對地亦爲負 10伏特。由於 V_2 管的屏極係接在 R_1 與 R_2 二等值電阻器之間，其屏極對地電壓乃減半（即負 5 伏特），故此管屏極對其陰極言，爲正而導電。因此際 V_2 管的屏阻較其所屬電路中的其他電阻小至可被忽略，故 R_2 負載電阻上所產生的聲頻信號電壓可以經 V_2 管及電容器 C_3 而耦合至聲頻放大器。惟此種方式的輸出僅爲無自動雜音限制裝置的 45％，蓋其僅獲自檢波管全部負載上聲頻信號電壓之半，還另外加上串聯的二極管阻抗。

外來訊號中有尖銳的雜音脈衝發生時，由於 C_2 的充電作用，使 *b* 點負壓的建立較 *a* 點爲遲，故 *a* 點電壓較 *b* 點爲負，於是 V_2 不導電，雜音脈衝電壓便無法通過已變得無限大阻抗的 V_2 管及 C_3 而耦合至聲頻放大器。瞬時間由於雜音脈衝退化，V_2 即發生導電而使聲頻訊號又恢復正常輸出。

3. 分流式自動雜音限制器——典型的分流式自動雜音限制器電路如圖 6 — 275所示。圖中上邊二極管及其所屬電阻器電容器爲一普通的二極管檢波器，下邊爲自動雜音限制器用二極管。當正常水準的訊號輸入時，因爲下邊管的屏極較其陰極爲負，故不能發生導電的作用，則二極

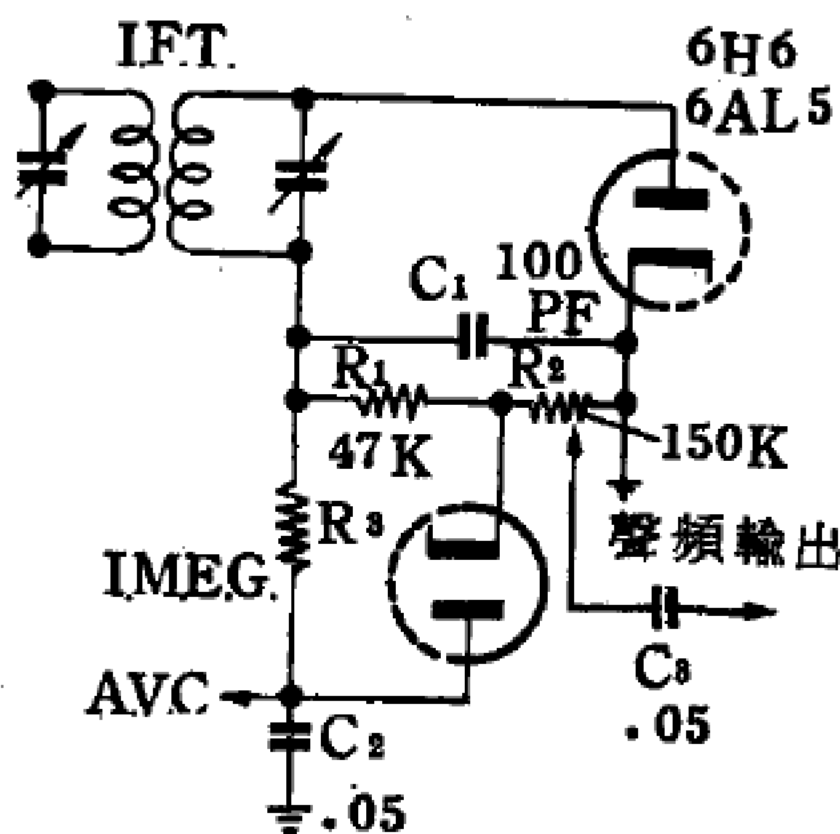


圖 6 — 275
分流式自動雜音限制器

管的屏阻爲無限大。但當有一尖銳的雜音脈衝輸入時，因爲電阻器R_3及電容器C_2的時間常數關係，此管的屏極對陰極言，因瞬時值爲正，能立即發生導電作用使其屏阻又瞬間降至極低，再因電容器C_2的容抗不大，幾乎已將電阻器R_2短路。因此，便無任何訊號電壓輸入次級聲頻放大器。

【自動變換器】(Active transducer)

包括一個或多個能源的變換器。

【自動變壓器】(Auto-transformer)

一種單捲變壓器，其中一個線圈是另一個線圈的一部分。

自動變壓器和普通變壓器一樣，是用來變換電壓的。自動變壓器輸出電壓與輸入電壓之比即變壓係數，決定於次級電路匝數對初級電路匝數的比。具有分段線圈的自動變壓器，或利用滑動接點以改變次級線圈匝數的變壓器，可以使得用電端總能夠得到正常的電壓，而不受電源網絡中電壓改變的影響。

自動變壓器的輸入電力(W)、輸出電力(W_1)、電源電壓(E)及輸出電壓(E_1)間之關係爲：

$$W=\frac{W_1\left(1-\frac{E}{E_1}\right)}{\eta}$$

使用電源調整自動變壓器之缺點，爲必須時時注意電源電壓之升降而須隨時撥動其旋鈕，雖藉保險絲(*fuse*)保護，仍有疏忽之虞。故強力電子裝備中鮮有用之者。

【自動變壓器耦合】(Auto-inductive coupling)

兩電路通過自動變壓器而形成的耦合。自動變壓器耦合常常用於天線與振盪廻路之間的耦合、高頻放大或中頻放大各級之間的耦合及振盪廻路與檢波器之間的耦合。

【自控電路】(Decision-making circuits)

或稱爲邏輯電路（*logic circuits*），爲自動開關器結合而成的一種電路，廣泛地應用在商業機械、自動控制、遙控、太空通訊、太空器械和測距術中，而最複雜最引人注意的自控電路便是數字計算機（*digital computer*），這一種具有腦袋的機器便是數千個自控電路結合而成，在現代化的工廠裏，大量的生產只需很少人工去操作管理，只要在生產母機裏放入打孔的操作程序紙帶，機械就會自動地操作、調整、輸送、選擇、週而復始同樣的程序。

在自控電路中的二種最基本電路是“和”電路（*AND circuits*）及“或”電路（*OR circuits*），在自控電路中大多採用自動開關器來結合整個電路，如繼電器（*relay*）等，近代多採用半導體或電晶體代替。

【自然波長】（Natural wavelength）

天線或*LC*電路本身之波長。

【自然放射】（Spontaneous radioactivity）

原子序大的元素，因質子之間的庫倫推斥力太大，故原子核沒有穩定的組態，因此鈾（原子序 92）以上的元素即沒有天然產品存在。實則原子序大於 81（即質量數大於 206）的元素多不穩定，呈現自然放射現象。自然放射所發生之射線能使照相底片感光的有三種：α 射線、β 射線、γ 射線。自然放射性元素分爲四類：鈾系、鈾錒系、釷系、錼系。

【自然科學】（Natural science）

研究自然界內各種現象的學問，稱爲自然科學。一般所稱的自然科學包括有：數學、物理學、化學、地質學、天文學、動物學、植物學、礦物學、生理學等。

【自然週期】（Natural period）

天線或電路本身具備一固定頻率，自然週期表示該頻率完成一週所費的時間。

【自然循環反應器】(Natural circulation reactor)

爲反應器之一種，其冷卻劑（通常是水）不需幫浦（ *pump* ）而自動循環，亦即由核心部分受熱後的水與其他部分的冷水因密度的不同而產生自然對流的現象。

【自然寬度】(Natural width)

光譜的每條譜線都有其自然寬度，其大小由參與躍遷之能階的寬度而定。根據量子力學，能階的寬度並不是無限小，而成爲一個有相當寬度的能帶（ *band of energies* ）。能帶的寬度 ΔE，由能量及時間的測不準關係（ *uncertainty relation* ）決定，即

$$\Delta E \Delta t \geqq \frac{1}{2}\hbar$$

式中 Δt 是原子在這一能階的平均壽命，基態（ *ground state* ）的 Δt 非常大，因此不準量 ΔE 非常小，在介穩狀態時，Δt 可高達數秒，因此 ΔE 也很小，平常的激發狀態，Δt 約爲 10^{-8} 秒，因此 ΔE 大約有 10^{-10} eV，因 $\Delta E = h\Delta\nu$，因此譜線的自然寬度是

$$\Delta\nu = 1/\Delta t \sim 10^{8}\ 秒^{-1}$$

在 6,000 Å 的可見光部分，這頻率寬度換算爲波長寬度得

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{c}\Delta\nu \sim 0.0001\ Å$$

【自然頻率】(Natural frequency)

LC 電路或天線之最低諧振頻率。

【自發核分裂】(Spontaneous fission)

除了已知的阿伐、貝他及加瑪放射衰變外，還有一種自發放射衰變，這種新的衰變形式非常劇烈，能使原子核分裂成大致等重的兩塊，並放出若干中子。唯有重元素方有此種自發核分裂衰變的情形發生，天然發生的阿伐衰變，最早發現於鉛範圍中的原子核，而自發核分裂衰變則首先發現發生於釷範圍中的原子核。釷（ $^{232}_{90}Th$ ）的半衰期長達 10^{21}

年以上，這樣長的時間使量度非常困難。自發核分裂之半衰期隨原子序的增加而遞減，例如 $^{238}_{92}U$ 半衰期爲 6×10^{15} 年；$^{244}_{96}Cm$ 半衰期爲 1.4×10^{7} 年；而 $^{254}_{100}Fm$ 則僅 200天。元素自發核分裂的半衰期隨原子序增加而縮短的程度較阿伐衰變、貝他衰變或捕獲電子衰變的半衰期爲快。自發核分裂衰變率的快速增加，可以作爲決定原子序爲 103以後的新元素可以製造幾種的決定因素。

【自發極化】(Spontaneous polarization)

在鐵電物質中，極化強度與電場強度，有類似磁滯廻線的關係。當外加電場加於鐵電物後，再減爲零時，鐵電物中的極化強度並不完全爲零，而爲一有限數值。此時的極化即爲自發極化。

【自發磁化】(Spontaneous magnetization)

溫度在居里點以下的鐵磁性物質，其磁化強度和外加磁場強度有磁滯性質存在。當外加磁場移去時，其磁化強度並未完全消失，而爲一有限值，此時的磁化強度便稱爲自發磁化。自發磁化存在的原因是由於鐵磁物質中，通常可分爲許多小磁域，每個磁域有自己的磁矩，未經磁場作用時，各磁矩的方向爲完全不規則排列，故彼此互相抵銷。受外加磁場作用後，磁矩沿此磁場方向排列，故整個鐵磁物質有一個整體的磁化強度，外加磁場移去後，各磁矩方向並不變爲完全不規則，故仍有整體的磁化強度存在。

【自發磁性】(Spontaneous magnetism)

詳閱“鐵磁性 (*Ferromagnetism*)”條。

【自發躍遷】(Spontaneous transition)

原子在沒有外界因素作用之下，由較高能態 E_n 躍遷到較低能態 E_m 便叫做自發躍遷。

【自給偏壓】(Self-bias)

借助於電子管本身電流通過陰極電阻所產生之負壓，供給於柵極者

，稱作自給偏壓。其原理如下述：

在陰極電路中加一電阻器，可使陰極電位較地為正，所以柵極對陰極而言是負電位。在這電阻器上的負偏壓等於電子管的平均電流乘以陰極電阻器的電阻。如使用的陰極電阻器愈大，柵偏電壓亦愈大，最後當無信號加至柵極時，陰極電阻器可大至使偏壓接近截止值。

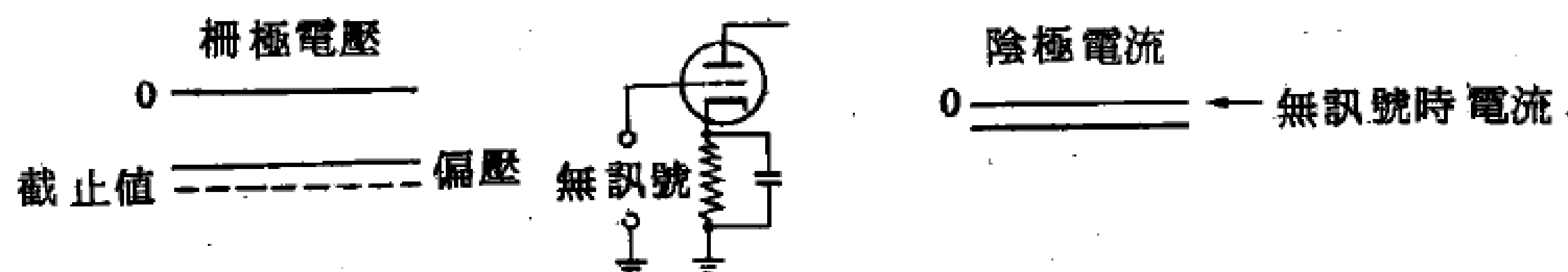


圖 6 — 276

當有訊號加至柵極時，在正半週期間陰極電流將會增大，但在負半週時則電流為零（截止），故平均電流將增大而使偏壓增加。

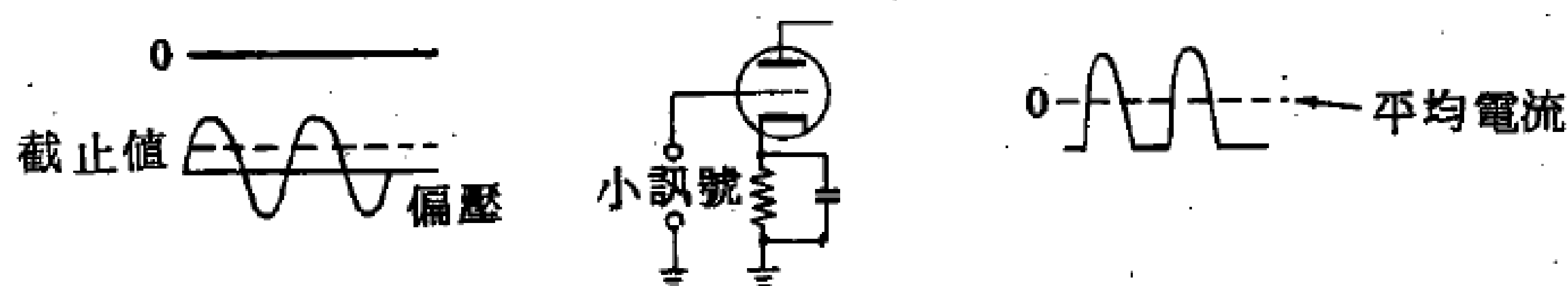


圖 6 — 277

如柵極訊號更行增加，則在正半週時電流亦將增加，而負半週時則仍舊為零，因此，電子管的平均電流因柵極訊號的增加而增大，這樣可使較大的訊號獲致較大的偏壓。

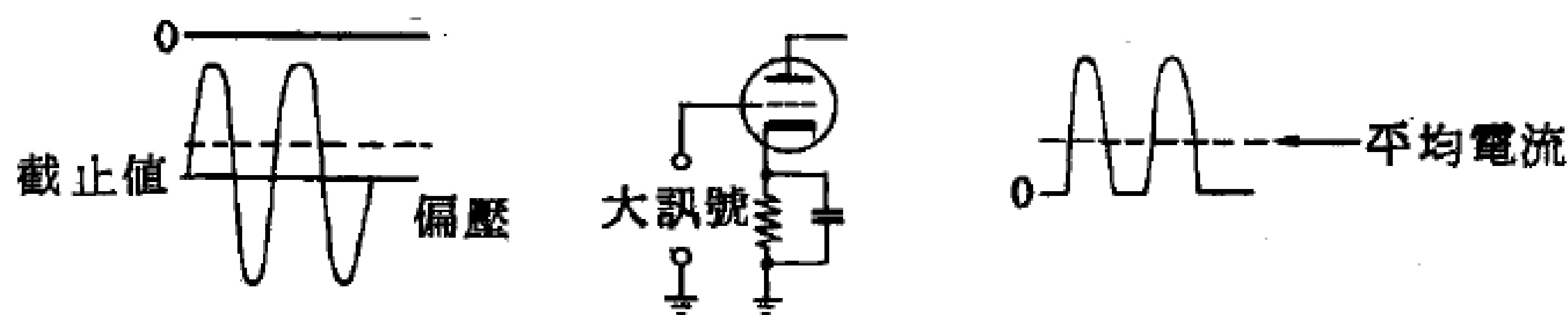


圖 6 — 278

這種隨訊號強度而變更偏壓，可使在截止基準以上柵極訊號的振幅趨於穩定，其結果可使屏極脈衝電流的振幅不太隨柵極訊號而變更。因為此種作用，自給偏壓可使屏極訊號的振幅穩定，所以它有時叫做自動偏壓（*automatic bias*）。陰極偏壓不常用於高功率發射機電路中。

【自復電容器】(Self-healing capacitor)

電容器之介質破裂，本身可以自行復原，又能繼續使用者，如電液電容器就是。

【自感】(Self-inductance)

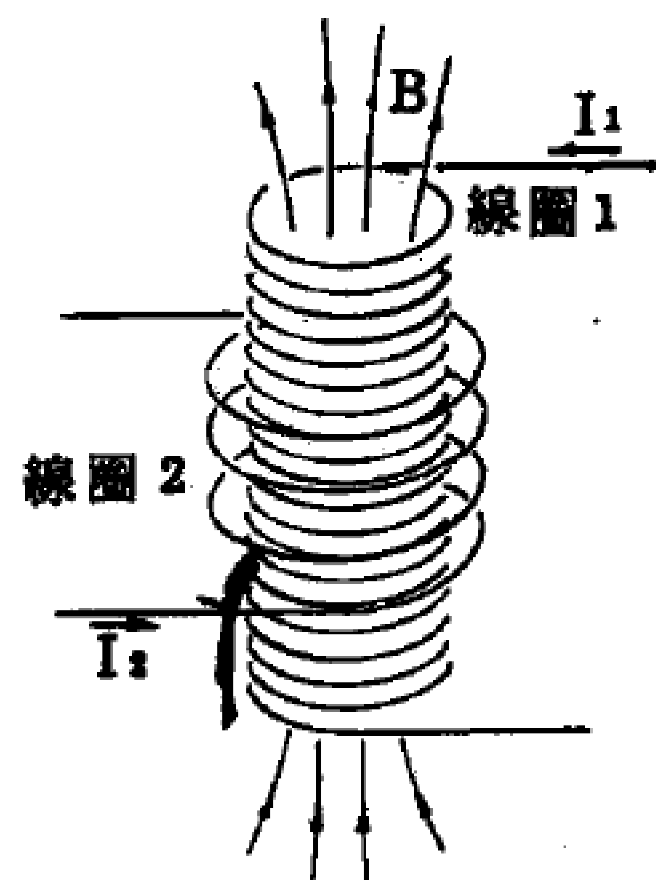


圖 6－279

如圖 6－279當原線圈的電流變化時，不只副線圈因此產生感生電動勢，而且在原線圈本身亦造成自感電動勢，有時這種電動勢也被稱爲反電動勢 (*back emf.*)，因爲它總是反抗本身電流的變化，這種現象在單一線圈內亦然。因此如圖 6－279之兩線圈，如果分別負載著電流，電流隨時間緩慢地改變，則穿過任何線圈的磁通量，除了由另外線圈所產生的以外，尙需考慮自身的磁通量。換言之，在環線 2 的感生電動勢，可被寫爲

$$\varepsilon_2 = -M_{21}\frac{dI_1}{dt} - L_{22}\frac{dI_2}{dt} \qquad (1)$$

同理環線 1 的感生電動勢除了決定於環線 2 之電流變化，尙決定於自身之電流改變，亦即

$$\varepsilon_1 = -L_{11}\frac{dI_1}{dt} - M_{12}\frac{dI_2}{dt}$$

如果只討論單一線圈，則只剩下自感電動勢

$$\varepsilon = -L\frac{dI}{dt}$$

L 被稱爲自感，由線圈的幾何性質而定。

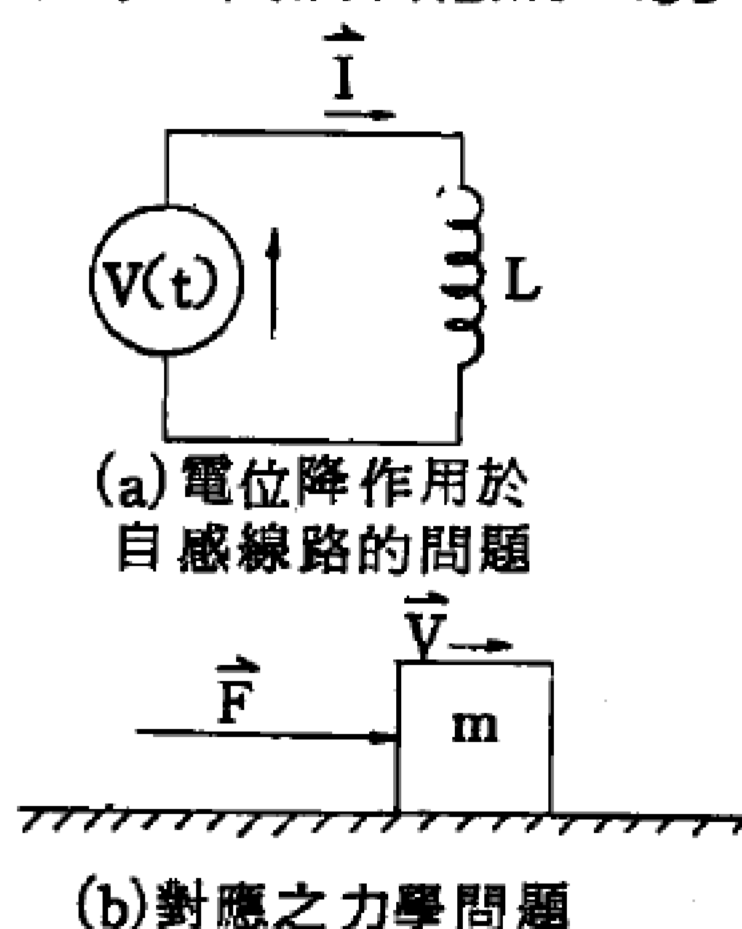
如果有許多分離並絕緣的線圈疊合在一起，且各線圈內的電流的改變都是緩慢的話，(1) 式可被推廣；任一線圈的感應電動勢爲

$$\varepsilon_i = -\sum_j M_{ij}\frac{dI_j}{dt}$$

其中　$M_{ii} = L_{ii}$ 。

因此當電流在環線或甚至任何電路上傳遞時，由於自感的反抗，使它具有慣性的現象，因此如果要想改變有自感的電路上的電流，必須利用發電機或外電源供給足夠功率。如圖 6 — 280所示，電路上的電流決定於電位降，而電位降與自感有下式的關係

$$V = L\frac{dI}{dt}$$



(a) 電位降作用於自感線路的問題
(b) 對應之力學問題
圖 6 — 280

【自感係數】(Coefficient of self - induction)

自感係數也叫做電感，或直接稱作線圈的自感，常以符號 L 代表，是用來表示各種電器用具（如線圈）在自感現象方面之特性的一個物理量。線圈的自感係數，就是用在線圈中電流強度每秒改變 1 個安培時所產生的自感電動勢來表示的。

自感係數的單位為：當導體中電流強度每秒鐘改變 1 安培時，若產生的自感電動勢為 1 伏特，那麼這導體的自感係數，就是一個 “亨利” 。

參閱 “自感（*Self-inductance*）” 條。

【自感電容】(Self-capacitance)

線圈內部鄰圈間之潛伏電容。

【自感電動勢】(Self - induced e.m.f.)

沿導體流通的電流在導體周圍建立起磁場，這個磁場穿過於此導體所連成的廻路。當導體中的電流強度發生變化時，穿過廻路的磁通量就發生變化，由於電磁感應現象，廻路中就有電動勢發生，這就是所謂自感電動勢。這個電動勢永遠與產生這個電動勢的電流變化方向相反（楞次定律）。即當電流增大時，自感電動勢的方向和電路中電流的方向相

反；而在電流減小時，和電流流通的方向相同。由於這個緣故，當電路中有電流發生時，自感電動勢作負功（因爲它的方向與電流相反），換句話說，即借助於某種別的能量，產生了一個反對感應電動勢的功，這個功轉變成與電流一起發生的磁場能量。相反，當電路中電流消逝時，自感電動勢作正功（因爲它的方向與電流相同）。這個功是由於磁場的能量而產生的（這個磁場與電流一起消逝）——磁場能量轉變成其他形式的能量，例如轉變成熱能而耗散於消失著的電流所流通的導體中。

【自感電路】（Self - induced circuit）

一含有電阻 R 和自感 L 之電路，當電鍵接上時便有一電動勢 V_ε 加在此電路上（圖 6 — 281），電流不會在瞬時間即獲得對應於歐姆定律之 V_ε/R 之值，而是逐漸地增加，平穩地接近由歐姆定律所指定之值。這種過程由於自感應電動勢

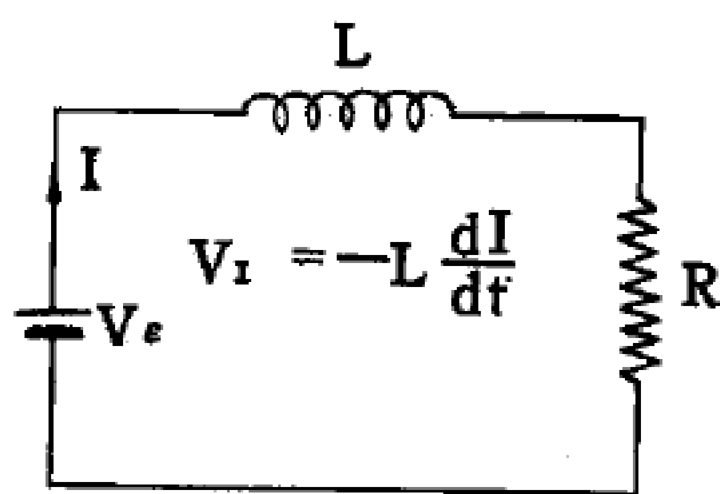


圖 6 — 281

$$V_L = -L\frac{dI}{dt}$$

而引起，此電動勢反抗電流的改變，而當電流由 0 增加到最後之定值時，皆有這種的電動勢存在著，因此施於此電路上之總電動勢遂爲 $V_\varepsilon+V_L$。現在歐姆定律應書爲

$$RI = V_\varepsilon + V_L \quad 或 \quad RI = V_\varepsilon - L\frac{dI}{dt}$$

此方程式之解示之如下

$$I = \frac{V_\varepsilon}{R}\left(1 - e^{-Rt/L}\right)$$

括弧內之第二項隨時間而減少，而電流按漸近線的方式隨時間接近於 V_ε/R 之值，此值即由歐姆定律所計算出來之值。電阻愈大，或者電感愈小，電流達到穩定值 V_ε/R 之時間愈短。此時間即爲

$$\tau = \frac{L}{R}$$

叫做此電路之時間常數（*time constant*）。此即表示電流達到最大值之 63％時所需要之時間。τ 值愈大（愈小），電流達到極限值V_ε/R 所需要的時間便愈長（愈短）。

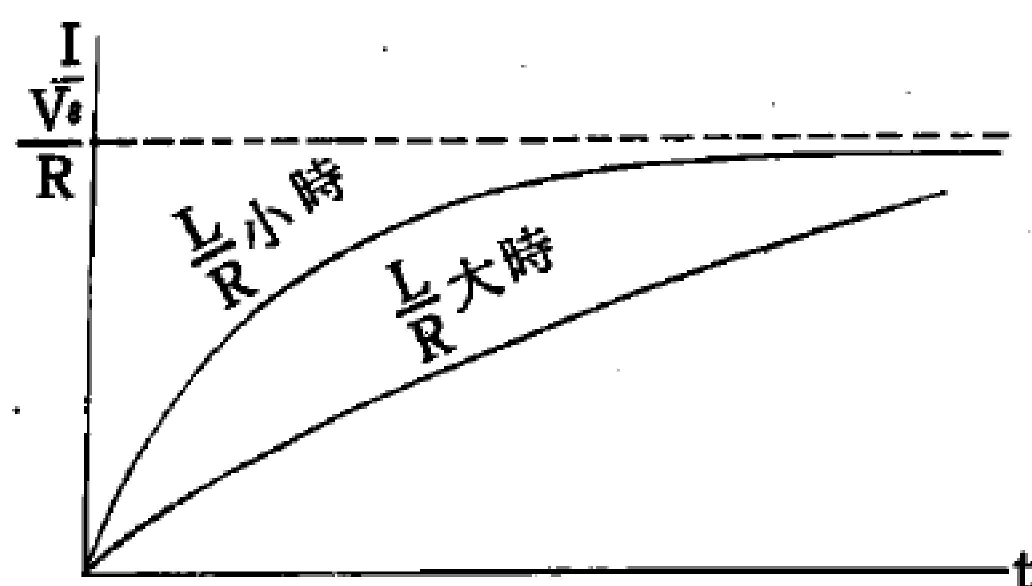


圖 6 — 282　在一電路中電流之建立

在圖 6 — 282中表示兩個時間常數爲不同值之電流隨時間變更之情形。

現在考慮一電路電阻沒有改變，當移走電動勢時在此電路上電流衰變的情形。參考圖 6 — 283，如果電鍵在位置 1 的時間很長，我們可以認爲在電路上之電流已經達到極限值（或穩定值）V_ε ／R　。把電鍵換接於位置 2，這等於移走所施之電動勢而沒有切斷電路。電路上剩餘之電動勢僅爲

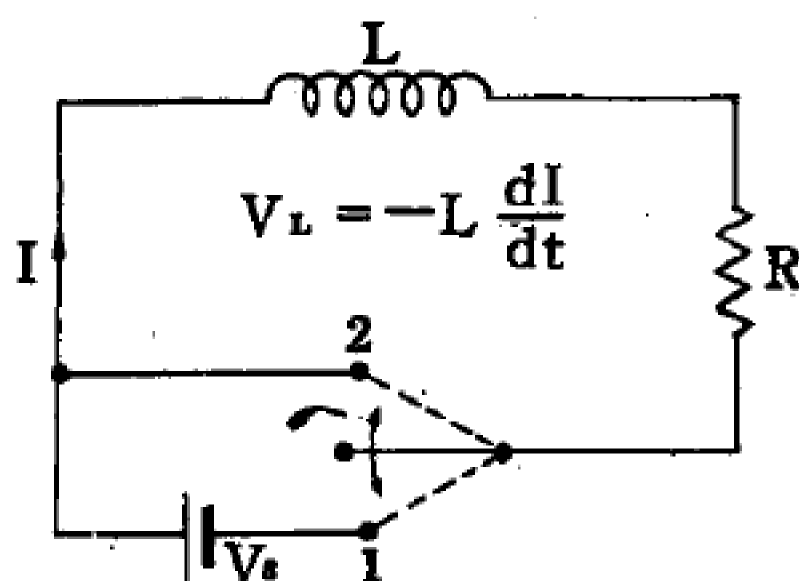


圖 6 — 283
電阻不變而移去跨接於電路之電動勢的方法。

$$V_L = -L\frac{dI}{dt}$$

歐姆定律變爲$V_L = RI$，或

$$RI = -L\frac{dI}{dt}$$

此方程式之解可書之如下

$$I = \frac{V_\varepsilon}{R}e^{-Rt/L}$$

電流並不突然下降到 0，而以指數式減少，其情形示於圖 6 — 284中。這是因爲自感應反抗電流的減少，電阻R愈大或電感L愈小，電流便下降得愈快。時間常數$\tau = L/R$ 便是計算電流下降到

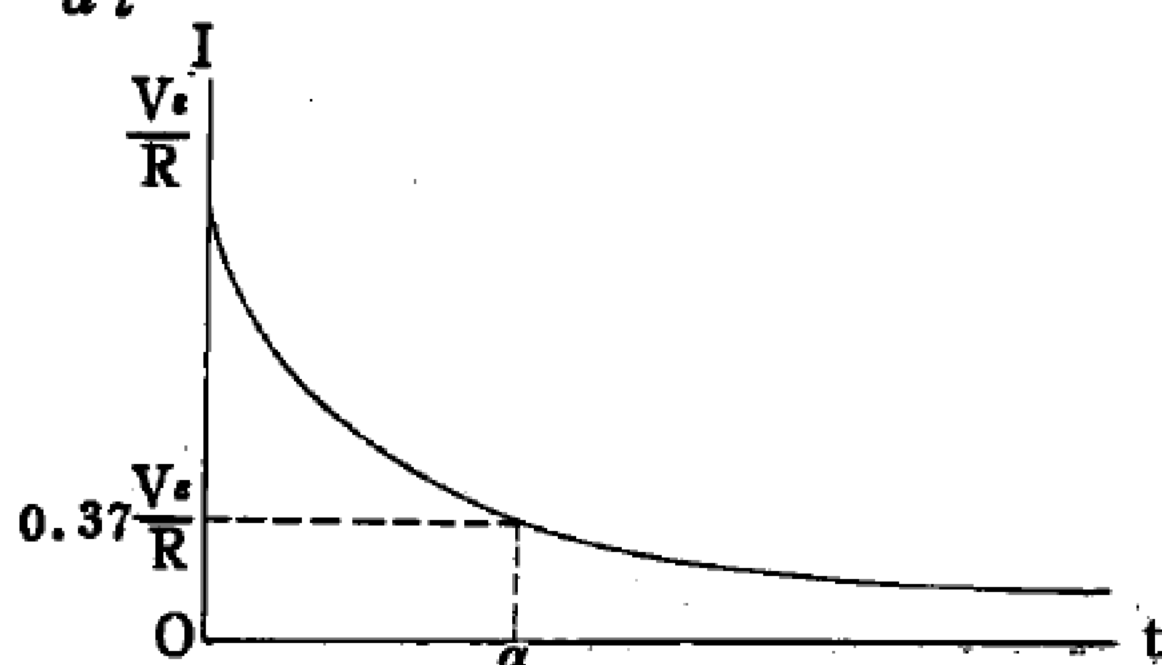


圖 6 — 284
電動勢移走以後電路中電流衰變的情形

$1/e$ 時所需要的時間，或者是電流下降至約爲原値的 37%時所需要的時間。

【自電離】(Auto-ionization)

當原子在游離點以上之一分立能階，若能階恰在特性相同的連續區內，則原子能自動游離而不改變其角動量，這稱爲自電離。

【自導納】(Automatic admittance)

在交流電路中，導納是一因數，以電壓有效值乘以導納，即得總電流。

$$\overline{Y}=\frac{1}{\overline{Z}}=\frac{1}{R\pm jX}=G\pm jB$$

式中$\overline{Y}$表導納，G表電導，B爲電納。其中

$$G=\frac{R}{R^2+X^2},\qquad B=\frac{X}{R^2+X^2}$$ （R爲電阻，X爲電抗）

參閱“網絡 (*Network*)”條。

【自激】(Self-excitation)

發電機激勵磁力場，其電流來源乃取自本身之發動子而不假外求者。

【自激振盪】(Self-excited oscillation)

指某系統藉某一恆定能源而產生的諧和振盪，其頻率和幅度決定於此系統本身的特性。普通電子管振盪器所產生的振盪，可以作爲自激振盪的典型例子。

【自激振盪器】(Self-excited oscillator)

凡依靠本身的激勵電壓而產生振盪者。

【自激發射】(Spontaneous emission)

愛因斯坦對原子和光子相互作用的關係，作了三個假設。第一，假設一個光子的能量恰等於某原子二能階之差，它們相碰時就會使那個未受激勵的原子吞食光子之後升爲較高能階。第二，如果再沒有別的事情發生的話，這個原子會立刻或稍待一下自動發射它所存儲的能量，這種

叫做自激發射。第三，假設一個光子碰撞了已經激勵起來的原子（也就是說這原子早已經存儲了一個光子），則這個光子可以激勵此原子放出所存儲的那個光子（只要這兩個光子的能量相等便可能發生這種現象），這種叫做受激發射（*stimulated emission*）。

【自轉】（Rotation）

物體繞其自軸的旋轉，稱作自轉。如地球繞地軸的旋轉；電子的自轉（即電子的自旋）等。

【自擴散】（Self-diffusion）

用以描述原子或分子在固態晶體中的轉移。這種轉移的結果，導致晶體內原子或分子的重新分配，但不改變其原來的化學組成。

【色中心】（Color center）

色中心是用以描述造成物質對光的透明度改變的微觀晶格缺陷，這種缺陷以鹼金屬的鹵化物集其大成。通常純淨鹼金屬鹵化物的晶體對可見光均爲透明，但晶體會因下列四種方法變成有色，即對某種可見光會吸收：(1)加入化學物雜質，(2)加入過量的金屬離子，(3)以X射線、γ射線或中子和電子加以撞擊，(4)被電解離等方法。

下表爲鹼金屬鹵化物的色中心數據：

		最大吸收帶的波長（Å）						
		F	M	R_1	R_2	V_k	H	α
氯化鉀（KCl）	20°C	5600	8220	6800	7,400	—	—	—
	−196°C	5400	8010	6590	7,290	—	—	1,770
	−269°C	5,370	7,980	—	—	3,650	3,350	—
氟化鋰（LiF）	20°C	2,490	4,470	3,100	3,800	3,480	—	—
碘化鉀（KI）	−269°C	6,590	10100	8,100	9,050	4,040	—	2,380
溴化銣（$RbBr$）	−196°C	6,770	9,570	8,050	8,590	—	—	—

在上表中各色中心的定義如下：

(1) F 色中心——由一電子“陷”在一負離子的空位上而成的晶格缺陷，這電子會和空位鄰近的正離子發生強烈的作用，而正離子的位置決定作用的強度，所以正離子的運動會改變激發 F 色中心的特定頻率值，亦即某一頻率帶的光會被含有 F 色中心的晶體吸收（參閱上表）。其他色中心的吸收原理與此相似。

(2) M 色中心——指有兩個 F 色中心剛好位於最近的相鄰位置而成的晶格缺陷。

(3) R 色中心——指三個 F 色中心位於最近的相鄰位置。R 色中心有兩個不同的吸收帶，如上表所示。

(4) V_k 色中心——指有一電洞（即缺一電子）“陷”在兩個鹵素負離子間的缺陷。

(5) H 色中心——指一電洞被四個鹵素離子平分的缺陷，四個鹵素離子位於三個正常離子晶格的位置。

(6) α 色中心——起自相鄰兩負離子空位間有激子（*exciton*）傳送。

【色光之混合】（Mixture of light）

對於諸色光混合的結果，我們可以使用一組四個帶有濾光鏡的放映燈來做實驗，這些放映燈的照度是可以在一個相當大的範圍內來作連續調節的。將頭一個放映燈套上紅色濾光鏡，並在銀幕上放映出一個紅點來，第二個套上綠色濾光鏡映出一個綠點來，第三個是套上藍色濾光鏡，第四個映出來的是中央有一個黑點的白圈圈。現在我們扭亮紅燈，並在其旁加上一些綠光，則在紅光重疊處產生一種新的感覺，並不是我們所謂紅綠色的感覺，而是一種新的顏色——黃色；改變紅光和綠光強度的比例，就可以得到各種深淺程度不同的橘黃色光。如果我們混合這兩種色光而得到某一種黃色，我們也可以在白光上加上黃色濾光鏡或是其他類似的辦法來混合別的色光，使我們能得到完全相同的黃色感受；換

句話說，我們可以用一種以上的色光混合法來製出每一種顏色。

我們可以用解析的方法來表示剛才所發現的事實。例如：一種特殊的黃色光（用符號Y來表示）是某些紅色過濾光（R）和綠色過濾光（G）混合的結果，用r和g兩個數字來表示R和G有多亮，於是我們可以寫出下列黃色光的方程式

$$Y = rR + gG$$

但是我們不能只混合紅、綠兩色光而得到所有的顏色，因爲這樣的混合光永遠不會呈現藍色；然而再加上一些藍光，在三種色光重疊的部分可以呈現相當白的白光，觀察這三種色光混合之中央部分所呈現的顏色，我們發現改變色光的比例，會使呈現的顏色有一個很大的變化範圍，若移動銀幕上的光點，使它們完全重疊起來，用第四個放映燈映出一光環，環繞著這個重疊的光點，然後設法調節前三個燈以配出光環上特殊的顏色來。則一度認爲是白色的第四個放映燈，看起來是微帶黃色的光，設法調節紅、綠、藍三色光能夠配出與這種"乳酪"色非常接近的顏色。

在第四個映像燈前加上一個黃色濾光鏡，使銀幕上映出一個黃圈並設法配出這種顏色。（當然，第四個燈的強度必須在前三個燈的強度變化範圍以內，如果它過亮時，就會因爲我們的燈沒有足夠的能量而無法配出。）我們可以用綠光和紅光混合出黃色來，並稍滲以藍光使其更完美。在良好的情況下，用這三種色光幾乎可配出任何顏色來的。

若有某一光線X在我們的眼睛看起來與Y是不可分的（它可能有不同的光譜分佈，但看上去是分辨不出來的），在眼睛看起來是相同的意義下，我們稱這兩種色光"相等"，並寫成：

$$X = Y$$

顏色的重要定律之一是：如果兩種光譜分佈不同的色光是不可分的，那麼兩者各加上等量的色光Z（$X + Z$的意義是將兩束光線照在同一點上

），這兩種新的混合光仍然是不可分的：

$$X + Z = Y + Z$$

因此，在顏色配成相同的光線上加入任何其他的光，其結果仍是顏色相同的光線，我們可以總結地說：一旦兩種色光被調配相同後，在任何情況下看起來都是相同的，而且在其中一種參與任何其他的色光混合時，另一種可以取代它而不會產生不同的結果。事實上，這個結論證實了一件重要而有趣的事情，那就是色光顏色相同與否和我們眼睛在觀察時的特性無關。我們如果長時間地注視著一塊光亮的紅色表面或紅光，然後再注視著一張白紙，白紙看起來就會稍帶綠色，其他各種顏色看起來也都會因為長時間注視光亮的紅光後而有所改變；現在調配兩種黃光，使它們在我們眼睛看來是相同的，然後我們注視一光亮的紅色表面，經過一段時間後再來看這黃色光，它看起來可能已經不是黃色的了，我們不知道它會呈現出什麼顏色，但絕不會是黃色，然而這兩束“黃”光看起來仍然是相同的，同時即使眼睛對光線強度的適應發生變化，顏色看起來仍然是配合的，只要光的強度不是太弱，以致於使我們的視覺作用從圓錐細胞轉移給桿狀細胞，很明顯地在這種情形下原來相配的顏色就可能不再是相配的了，這是因為我們用來判斷色彩的系統已經改變了。

色光混合的第二個原理是：任何色彩都可以用三種不同的顏色來製成。在前面所舉的例子中是紅、綠、藍三種色光，適當地混合這三種色光，能夠配出一切的顏色，就好像我們前面舉過的兩個例子——我們配出了乳白色和黃色。更進一步的說，這些定律的數學形式是非常有趣的，對於那些對事物的數學性質感興趣的人來說，這些定律可以導出下述之結果：假設我們以 A、B、C 代表紅、綠、藍三色光，此三色稱為三原色（*primary colors*），於是任何顏色都可由這三色以適當的比例混合成，就是說 a 單位的 A 色光，b 單位的 B 色光和 c 單位的 C 色光可混合成 X 色光：

$$X = aA + bB + cC$$

現在假定另有一色光Y也是由這三色混合成的：

$$Y = a'A + b'B + c'C$$

於是，當XY二光混合時，其結果等於X和Y分量之和（這是前述定律的一個結果）：

$$Z = X + Y = (a + a')A + (b + b')B + (c + c')C$$

這種運算恰和向量的加法一樣：（a，b，c）是一個向量的三分量，（a'，b'，c'）是另一向量之三分量，新的色光Z就是這兩個向量之"和"。這種題目對於物理學家和數學家而言，往往是投其所好的，事實上，薛丁格（*Schrödinger*）的確寫過一篇關於色彩視覺的論文，在這篇精彩的論文中，他將向量分析的理論應用在色彩的混合理論上。事實上並沒有任何一組固定的色光可被稱爲"唯一"的原色光；爲了實際上的目的，可能有三種特殊的顏色在做色光混合時比其他顏色有用。

以各種不同的比例來混合紅、黃、藍三種色光，我們可以得到一組相當多的不同色彩，這組色彩在光譜中佔了相當大的範圍，但是經過許多嘗試與錯誤後，卻沒有發現任何近於綠色的顏色。但若將一些紅光照射在我們所要配製的綠色上，然後我們就能夠用黃、藍二色光配出這種顏色來。因此我們可以說是已經配製出來了，除了必須在綠色上加上紅光作爲"障眼"外，這看上去似乎是一種欺騙，但是我們可以利用數學上的論辯，認定我們眞正證明出來的並不是X色光可由紅、藍、黃三色光合成，而是將紅光照射在另一邊時，我們發現紅光加上X光的組合色光可由藍光和黃光來合成；把紅光移項至等式的另一邊可解釋成一個負的量，所以如果我們允許等式中各項的係數可以爲正也可以爲負，並且將負值解釋成把這個量加到等式的另一邊去，於是經過這一番解釋後，我們可以說任何顏色都可以用三種不同的色光配製成，因此就沒有任何一組色光可以稱爲是"唯一"的基本色光了。

每一組三原色光都需要一些負的量來合成某些顏色，因此並沒有一

種唯一的方法以定義出原色光來。在一些初級的書中，紅、綠、藍被認為是三原色，但這只是因為不用負的量所能配出的顏色範圍較大而已。

【色盲】(Color blind)

三種視神經有一失效，對某種顏色不能辨別，即為色盲。

參閱“色視覺學說 (*Theory of vision*)”條。

【色彩】(Color)

詳閱“顏色 (*Color*)”條。

【色格班】(Karl Manne Georg Siegbahn 1886-)

瑞典物理學家，以對X射線光譜的研究獲 1924 年諾貝爾物理學獎。1886年十二月三日生於歐羅勃 (*Örobro*)，1911 年侖德 (*Lund*) 大學博士。1907 年至 1915年為母校物理學研究所光譜學大師芮得柏 (*Rydberg*) 的助手。1915年升副教授。1920 年芮得柏逝世，色格班繼其講座職位。1923 年任烏普沙拉大學物理學教授，1937年赴斯德哥爾摩大學。稍後被聘為諾貝爾基金會委員，並任瑞典皇家科學院實驗物理學研究院院長。早年研究電磁現象，1914 年起有系統的研究各種元素的X光譜。

【色格班單位】(Siegbahn unit)

長度單位等於 10^{-11} 厘米。

【色球】(Chromosphere)

反變層的上層叫做色球；當日全蝕時，在日冕下層太陽邊緣的紅色環，就是色球。色球是包圍太陽全部的氣體，由氫、氦等輕元素而成；它所放出的光以氫的H_α線為主。1868 年日全蝕時候，雅孫 (*Jaussen*) 才確定色球呈輝線光譜。色球各部分常有大小種種不同的火焰向上伸延，這叫做日珥 (*prominence*)。

【色球閃焰】(Chromospheric flares)

有時接近黑子圈區域忽然變為比其周圍區域較為光亮的譜斑(*flac-*

culus ），這種太陽活動名爲閃焰。其持續時間平均約爲一小時，並在亮度達高峯時忽然升至極大的強度，有時發現於太陽邊緣，其最初光耀速度達 700 *km/sec*，高度達 60,000公里。最大的是在 1958 年二月八日的閃焰，持續 28小時之久。

色球閃焰會影響電離層和地球上的磁場。近年曾發現閃焰星球，其視強度的變化和太陽的閃焰相類似。

【色偏振】(Chromatic polarization)

令由一起偏鏡 *P* 發生之線偏振白光射在非各向同性的晶片上，振盪之投射透過晶體經兩種允許方向，此二光柱均由晶片穿過且仍互相垂直振盪（振盪之兩方向相當於不同的傳播速度穿過晶體，故一光柱稍落後於另一光柱）。今再令此二光柱一同穿過起偏鏡 *A*，而在此兩種振盪之每一種投射在允許的方向中而透射。此二光柱生干涉，因可成功的使其振盪在相同方向，且因二光柱有一共同原點，故又是相干的。因此二光柱有一光程差故能發生黑暗和光亮的現象。對波長 λ，其光程差恰爲 $1/2\lambda$ 或（ $n+1/2$ ）λ 時，則將變黑，其顏色均被抵銷。若其光程差等於一整數倍之波長則將變光亮。因若干顏色均損失，光柱出起偏鏡將不是白光而是有顏色的，其顏色視起偏器之方位而定。此現象稱爲色偏振。

往往使 *P* 及 *A* 之振盪方向令其透過時相垂直或平行，即謂尼可耳稜鏡分別相交叉或平行。設爲第一場合，兩起偏鏡間晶體片依觀察之方向旋轉，若由起偏鏡射出光線之振盪方向與晶體兩個允許方向中之一個相重疊，則振盪不能分裂爲兩個成分，故無干涉發生，兩起偏鏡相交則變黑；今在此方向中以其間之晶片仍爲黑色，可得黑色的晶片方向有四個，在其間的位置可以看見有“色”光，若晶片爲各向同性的，將永無任何分量分解，在所有方向中均黑暗。此爲探究一晶體是否爲非各向同性的最佳方法。

【色散】(Dispersion)

若令白色光線錐射於三稜鏡，則通過稜鏡之後，光線錐被分散爲有色彩之光譜。此現象名爲色散，即光分散成光譜的現象。如太陽或電燈的色光，是紅、橙、黃、綠、藍、靛、紫。

各色光的混合光，由於各種色彩的光對玻璃的折射率不同，經過稜鏡時折射率大的紫色光則偏向大，而折射率小的紅色光則偏向小。就因爲各色光的折射率有大小之分，所以非單色光才會引起色散。

當一白光由空氣射入另一物質如水或玻璃時，即分解爲各種色光，若玻璃爲兩面平行的平板，則光之射出線平行，不同色光再行重疊（圖 6 — 285），並未發現色散現象，但在像之稜線上除外，即使如此這效應通常不易察覺。但若光通過稜鏡（圖6—286），不同色光之出射線不平行，色散現象較易察覺，尤其是在像之稜線上。

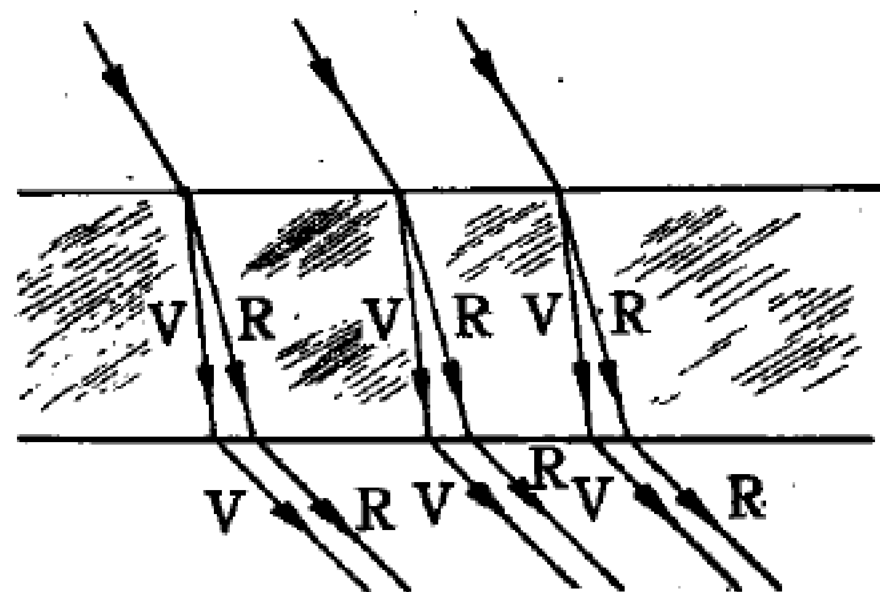


圖 6 — 285
光通過兩面平行之平板時所發生之色散；不同波長之波平行射出

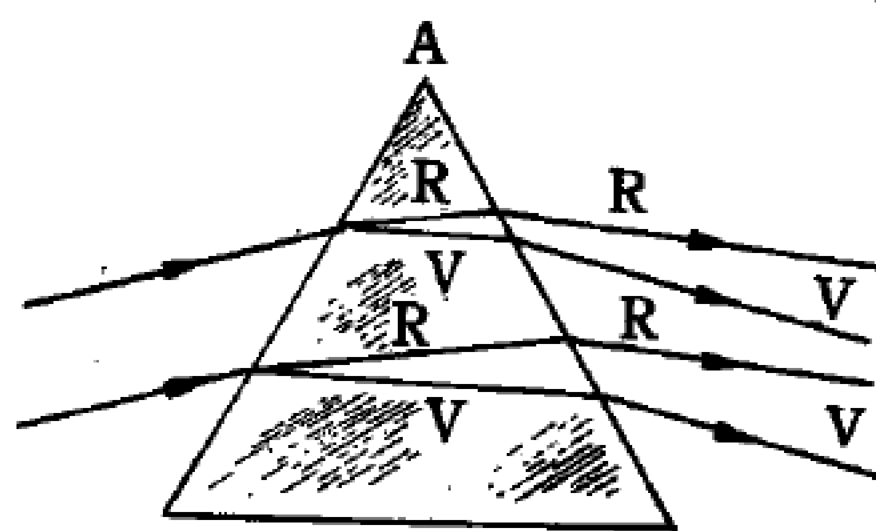


圖 6 — 286
光通過稜鏡時所發生之色散；不同波長之波以不同方向射出

【色散公式】(Dispersion formula)

當光的頻率接近一吸收帶，其色散係數反常迅速增加，可以下式表示之：

$$n = n_0 + \frac{C}{\lambda - \lambda_0}$$

式中 n_0、λ 與 λ_0 均爲經驗常數。

【色散介質】(Dispersion medium)

一介質其中之波速隨其頻率（或波長）而定時，稱爲色散介質。在這種介質中，電磁波或磁性流體波的相速度是頻率的函數。波動在色散介質內進行時，波速決定於波形，並且波的形狀也會發生改變。離子體

就是一種色散介質，而自由空間就不是，因各種頻率的波在自由空間中都以光速行進。

【色散本領】（Dispersive power）

兩波長不同的光經介質後之偏折差異，與由兩波的平均波長所生偏折之比率，稱爲色散本領或色散率。若D_A、D_B係兩波長各爲A、B之波所生偏向，且D_C爲波長等於 1/2（$A+B$）之波所生偏向，則色散本領爲

$$d=\frac{D_A-D_B}{D_C}$$

光學透鏡設計和製造廠家所稱之色散本領係指阿貝數（*Abbe number*）或ν值，即

$$\nu=\frac{f_D}{f_C-f_F}=\frac{n_D-1}{n_F-n_C}$$

式中f_D、f_C、f_F表透鏡焦距，n_D、n_F和n_C指玻璃各對於夫牢因和斐譜線D、F和C的折射率。

【色散理論】（Dispersion theory）

詳閱"散射矩陣理論（*S - matrix theory*）"條。

【色散關係】（Dispersion relations）

各種物理現象往往彼此之間有一定的因果關係，例如拍發電報和接收電報，在時間上先後發生，這種先後關係稱爲因果律（*causality*）。相對論證明任何有物理意義的信號，其進行速度不可能超過光在眞空中的速度c。所以如甲乙兩地的距離是L，由甲地發信號到乙地至少需要的時間是L/c。若兩件事在甲乙兩地分別發生時，若時間上的差別小於L/c，根據因果律這兩件事必然是沒有關係的，即彼此獨立。克拉馬西（*Kramers*）和克柔尼格（*Krönig*）在 1926 年分別將因果律應用到光學上，得到第一個色散關係。將某一定頻率的光在介質中的折射率（其值爲複數）的實數部分寫成光在所有頻率中的吸收截面的積分：

$$Ref(\omega)=Re\,f(0)+\frac{\omega^2}{2\pi^2}p\int_0^{\infty}\frac{d\omega'\sigma(\omega')}{\omega'^2-\omega^2}$$

式中ω爲頻率，σ爲吸收截面，f爲正前方散射幅（與折射率成正比）。因果律應用到高能物理上，得到很多重要的色散關係。在量子場論中，欲滿足因果律，場本身應滿足微觀因果律（*microcausality*），即代表波子的場$\phi(\vec{r}, t)$應滿足

$$[\phi(\vec{r}, t), \phi(\vec{r}', t')] = 0$$
$$(\vec{r}-\vec{r}')^2 > c^2(t-t')^2$$

又稱局部對易性（*local commutativity*）。代表費子的場ψ應滿足

$$\{\psi(\vec{r}, t), \psi(\vec{r}', t')\} = 0$$
$$(\vec{r}-\vec{r}')^2 > c^2(t-t')^2$$

又稱局部反對易性（*local anticommutativity*）。上列式中$[a\ \ b] = ab - ba$，$\{a, b\} = ab + ba$。在量子場論中，粒子散射以一實變數（例如總能量、總動量、散射角等）的複函數（稱散射幅）爲代表。由微觀因果律可證明散射幅的解析性，即可將它推廣爲複變數函數（解析函數），然後再用科西定理將散射幅的實數部分寫成虛數部分的積分，稱爲色散關係。當兩個粒子作彈性散射時，如散射角爲0，所得的色散關係稱前向散射色散關係，此時散射幅的虛數部分可由光學定理化爲散射總截面。派子對質子作前向彈性散射時可得前向派子核子色散關係，是高能物理中唯一可直接與實驗比較的色散關係，理論與實驗完全符合，並且精密地決定派子核子耦合常數的平方爲14。

【色視覺學說】（Theory of vision）

色視覺學說是由楊格（*Young*）及赫爾姆霍茲（*Helmholtz*）所創立的。認爲人之網膜上有對紅、綠、藍三種色光特別敏感的視神經。外來光中所含此三種色光如對三種視神經施以等程度的刺激，即生白的視覺。如三種色光分別在三種視神經上施以不同的刺激即生另種視覺，故各種不同之色覺即賴此三種視神經的作用。

【色溫度】(Color temperature)

彩色照相時，使用於被寫體面色溫度的測定以用於正確色調的再現。原理則利用對顏色感度不相同的兩種光電池，以比較其輸出測定色溫。如果在各電池前面各裝紅與青色的濾色鏡，青色光強則表示高溫、紅色光強則表示低溫。

【色像差】(Chromatic aberration)

當白光通過透鏡時，因為玻璃對於各色光的折射率不同，故紫色光所成的焦距最短，紅色光所成的焦距最長。故各色光所成的焦距不能恰為一點，如圖6—287所示，所成物體的像就模糊不清。這種因光的色散而呈的差誤，稱為色像差或色差。為避免這種色像差，優良光學儀器中所用的透鏡，常如圖6—288所示，將不同折射率的兩種玻璃，通常用冕牌玻璃(*crown glass*)的凹透鏡組合成一消色差透鏡(*achromatic lens*)。可使前者所生的色像差，經過後者而消除。

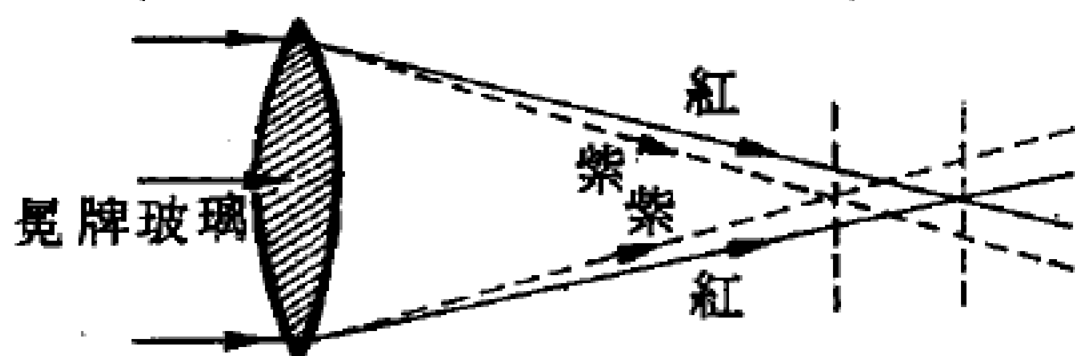


圖 6—287　透鏡的色差

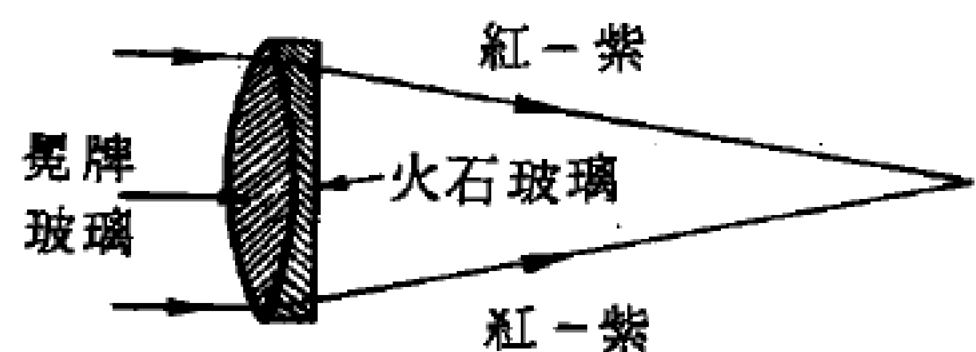
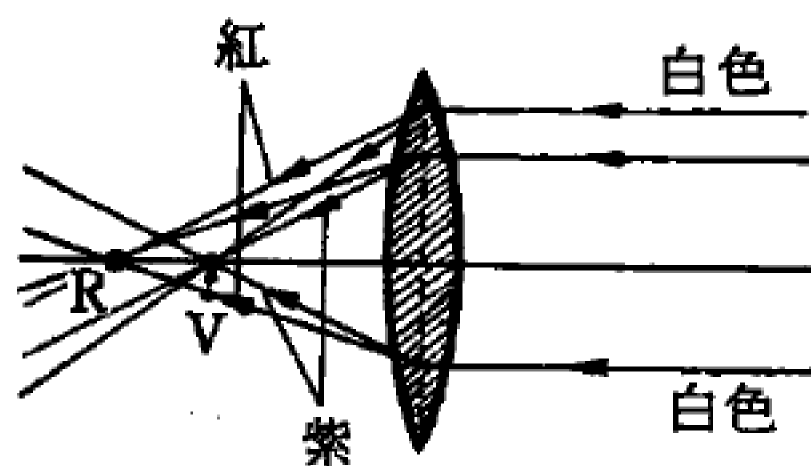
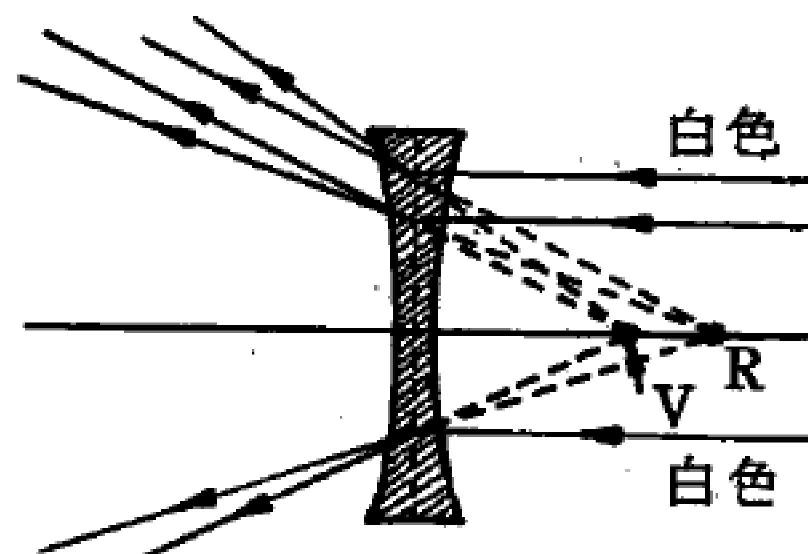


圖 6—288

一透鏡對不同的色光，有不同的焦距。因焦距的大小，決定於折射率；而不同色的光，有不同的折射率。在可見光區域內，透明物質之折射率因波長之增加而減小，故紫色的焦距最小，紅光的焦距最大。圖6—289中示出收斂與發散透鏡之色像差。圖中R表紅色焦點；V表紫色焦點。



(a)收斂透鏡



(b)發散透鏡

圖 6—289　透鏡中之色像差

若一物體所發的光，不是單色光（例如白光），則經透鏡後所形成的像，是一組緊接的大小不同的像，各有其顏色。由圖 6 — 290 顯然可知一透鏡在縱與橫兩方向各有其色像差。

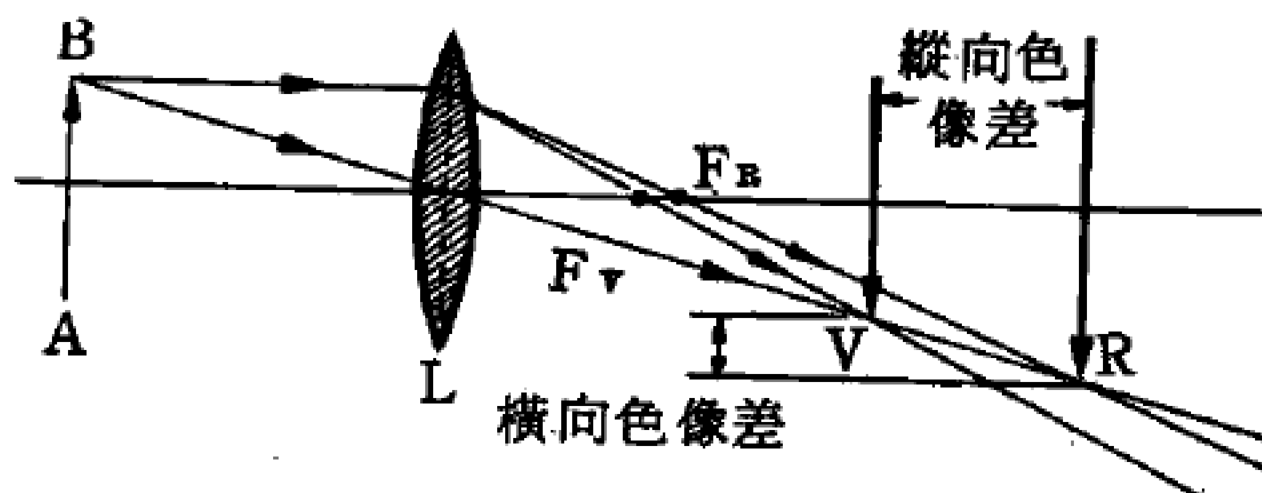


圖 6 — 290　透鏡的縱向與橫向色像差

爲使透鏡有一定的焦點爲依據，科學上已一致，總是以黃色光的焦點爲準繩。黃色光的焦點位於紅藍色光者之間。

電子顯微鏡所用的波長較可見光譜的波長爲短，其"色像差"的狀況和光學顯微鏡相似。不同的電子速度及不同的波長，爲電子顯微鏡色像差之源（波長隨電子速度的不同而不同）。所以，當不同速度的電子通過磁透鏡時，速度較大的電子受磁場的作用時間短而被反射較少，其聚焦點較速度慢的電子爲遠，如圖 6 — 291 所示。

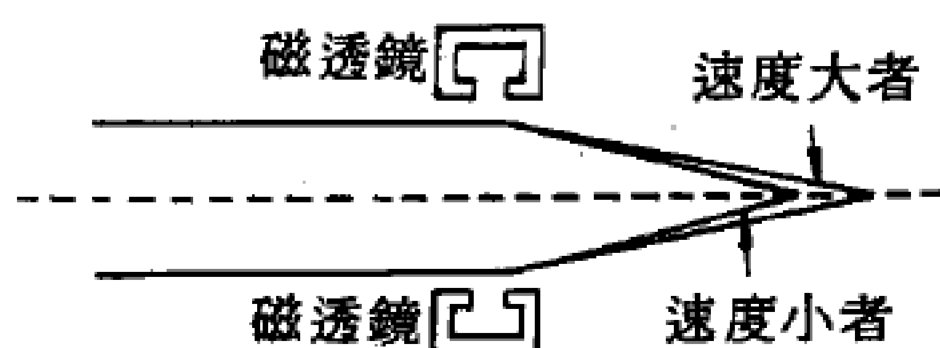


圖 6 — 291　電子透鏡之色像差

電子顯微鏡的色像差值，決定於受兩個加速電位 V 及 $V+\Delta V$ 影響的兩個不同速率電子射線之行徑。參看圖 6 — 292，受加速電位 V 影響的電子射線，在顯影平面上被分隔成相距 Δr_1 的兩條路線。若 ΔV 代表由 V 分開的最大距離，則 Δr_1 即爲自 P 點發射的所有電子所形成的模糊光盤之半徑。此光盤可視爲位於 P 點而半徑爲 Δr 的光盤之影像。Δr 之大小可由下式求得：

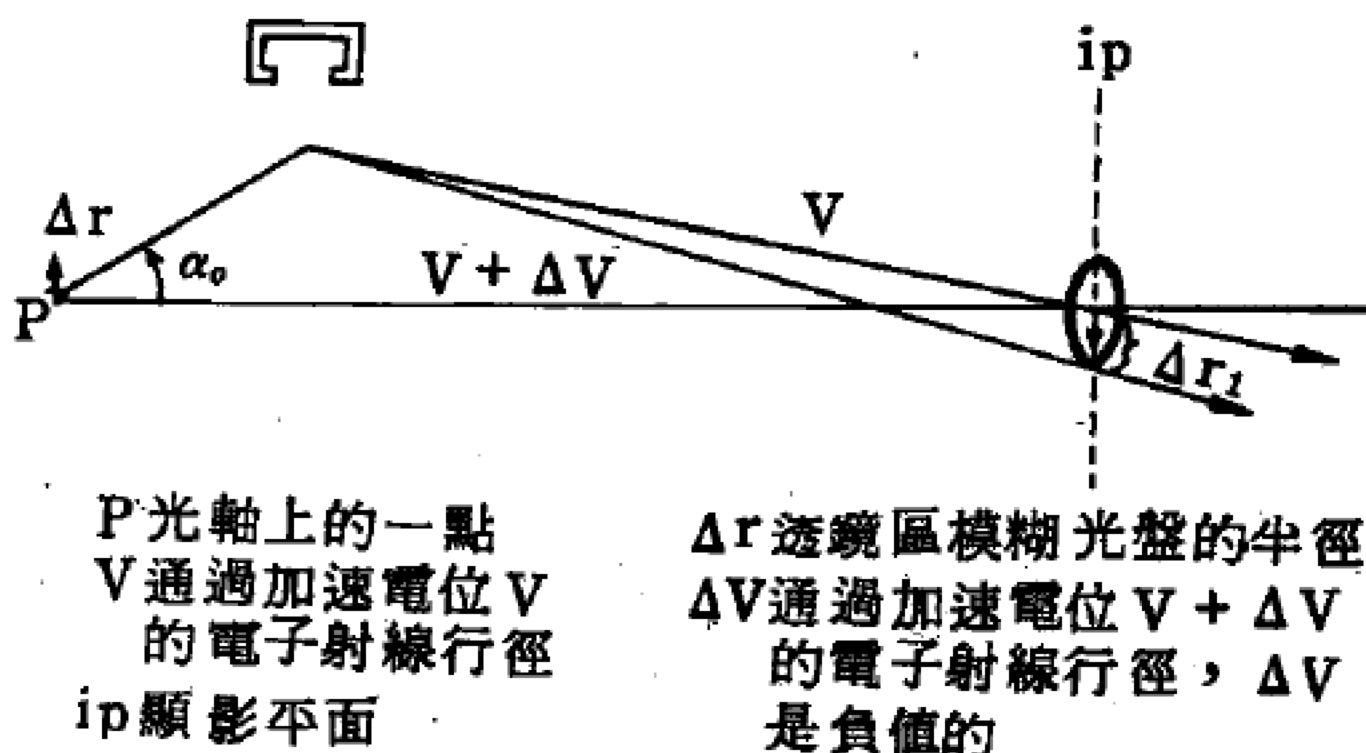


圖 6 — 292　電子射線在色像差中的行徑

$$\Delta r = k_2 \cdot f \cdot \alpha_0 \frac{\Delta V}{V} \qquad (1)$$

式中Δr爲透鏡區模糊光盤的半徑；k_c爲由磁場形狀及透鏡位置決定的常數，一聚焦磁透鏡的k_c值約在0.75～1之間；f爲焦距，α_o爲對物透鏡的孔角；V爲加速電位差值；ΔV爲加速電位差的最大變動值。

由於電子顯微鏡的色像差也只能被限制而不可能予以免除，故在任何透鏡系統中的色像差值，是受d_{cv}——因數的影響而成爲限制分像能力的當量。因此，（1）式可寫成：

$$d_{cv} = k_c \cdot f \cdot \alpha_o \cdot \frac{\Delta V}{V} \qquad (2)$$

同樣的推論，可運用於磁透鏡線圈電流密度的變動上，其結果得下式：

$$d_{ci} = 2k_c \cdot f \cdot \alpha_o \cdot \frac{\Delta I}{I} \qquad (3)$$

上列（2）、（3）式中，d_{cv}及d_{ci}爲以電壓及電流爲準據測定的焦點分裂距離。I爲電流值，ΔI爲最大變動電流值。其餘符號均與（1）式中相同意義，在（2）、（3）式中，顯示孔角與焦距均爲決定色像差的主要因素。

下列三項因素，爲可能與色像差有關而造成電子速度不同的原因：

1. 由熱放射極上射出的電子，其初速可能不同。這一造成色像差的原因並不嚴重，因爲電子的初速，其動能通常不足1伏特，而其平均加速電壓差不多達50,000伏特之巨。此時電壓的變動爲主要因素，故其色像差在水準以下而不必重視。由（2）式可知，在$V = 1$時將已知值代入，即可決定色像差的大小。

2. 變動高壓電源時，因加速電位差的不穩定，而使電子的速率減低。這一誤差可因高壓電源的設計妥善，使其電壓的穩定度增高至變動率最小而得免除。加速電壓的高度穩定性，在磁場式顯微鏡中，務使電壓的穩定度達1/10,000，其電流的穩定度則必須達1/20,000。

加速電位差的最大容許變動率爲

$$d_{cv} = k_c \cdot f \cdot \alpha_o \cdot \frac{\Delta V}{V}$$

上式移項，得： $\dfrac{\Delta V}{V}=\dfrac{d_{cv}}{k_c \cdot f \cdot \alpha_o}$

假定以已知如下各值代入上式：

$d_{cv} = 10\,\mathring{A}$；由繞射程度和特殊像差決定的分像限度。

$k_c = 0.75$；無因次比例常數。

$\alpha_o = 4.5 \times 10^{-3}$；孔徑角弧度。

$f \doteqdot 3\,mm$；標準焦距。

則電壓的最大容許變動率為：

$$\frac{\Delta V}{V}=\frac{10\,\mathring{A}}{0.75 \times 4.5 \times 10^{-3}\text{弧度}\,3\,mm}=1.0 \times 10^{-4}$$

$$=0.0001\text{（電壓的倍數）}$$

同理，透鏡電流密度的最大容許變動率為

$$d_{ci}=2\,k_c \cdot f \cdot \alpha_o \cdot \frac{\Delta I}{I}$$

故電流之最大容許變動率為：

$$\frac{\Delta I}{I}=0.00005\text{（電流的倍數）}$$

3. 因電子撞擊透視物的原子而引起電子速度的變動。這一特性是有用的，因為它使顯示的最後影像有了適宜的“對比”（*contrast*）。

電子速度的改變，從下列兩種狀況中可以看出：

(1)對物透鏡的焦距發生改變，使投射於顯影平面的影像擴大成一更加混淆的模糊光盤，見圖 6 — 292。

(2)在靜電式及磁場式透鏡中，放大率發生變動，以及在磁透鏡中，其磁軸發生旋轉而肇致影像的轉動；其失眞的大小，和自軸線上由一點散開的距離成正比。換言之，由於在軸線上的焦點變動，而引起顯影點的變動，同時又因不在軸線上的影像放大率的變動，於是發生旋轉的現

象。

這兩種現象原爲想像之所及，因爲焦距的變化和影像的轉動，和電子的集束電壓及磁場強度直接關聯。

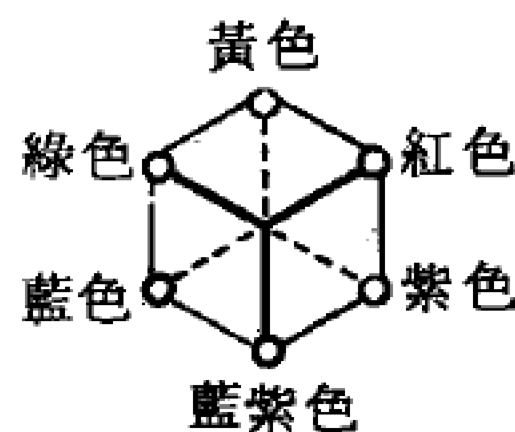
【色碼】(Color code)

色碼可用來表示固定電阻的數值（也用以表示某些類型的固定電容器）。電阻外殼的顏色表示第一位數字，外殼一端的顏色表示第二位數字，而外殼中部的一點或一個條紋的顏色則表示著在前述兩位數字後面應當加上幾個０。各個顏色的意義在所有手册內都能查到，例如：棕色——１，紅色——２，綠色——５，等等（棕１紅２橙３黃４綠５藍６紫７灰８白９黑０）。

【色環】(Color ring)

光譜上的顏色是由紫色開始排列，所以有人想起將彩色以六角形的角端表示之，因此紫色排在光譜末端的藍紫色隔鄰。

在六角形上相對列出的有色光線，假如有正確的色調和亮度，可以混合成爲白色。這種任意二色能合爲白色的顏色即稱爲互補色。



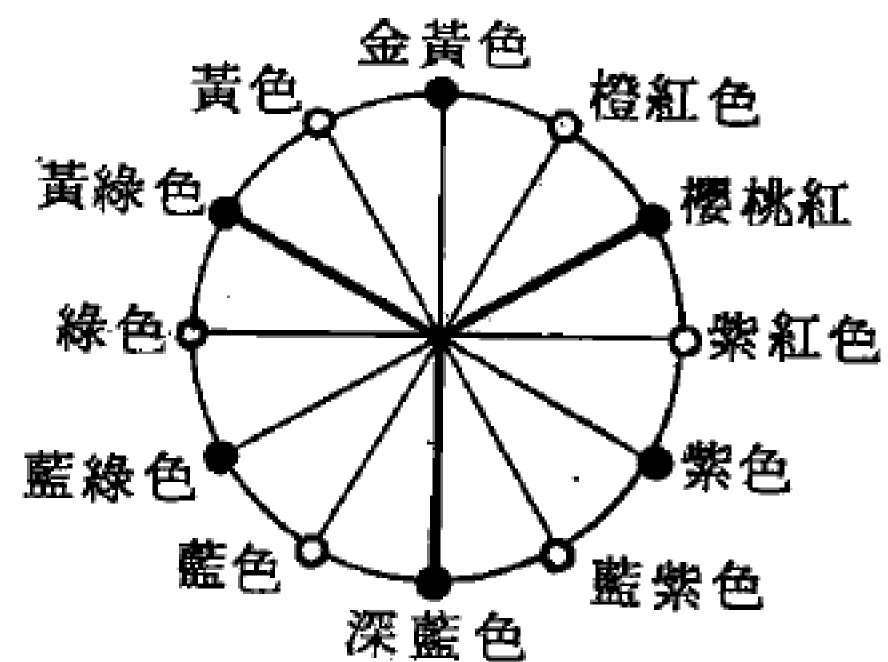


圖 6 — 293

但是彩色度方面無一定的確定，故譬如就有紅色稍帶有黃色，而在這六角形的粗分的色環上極難表示。因此除了簡單的色環外仍有圖６—293(b)另畫出一環，指出有中間值的，故可將各單獨的顏色作準確的列出。在這圖上可看出，藍和紅不確切在相對的位置，而是將紅色分爲櫻桃紅和一種橙紅色，現在橙紅色是相對藍色，而櫻桃紅則是相對藍綠色。

【行波天線】(Wave antenna)

由幾根平行導體並聯組成方向性的天線。

【行波管】（Travelling - wave tube；簡稱 T.W.T.）

行波管是利用電子束及電磁行波（*travelling electromagnetic wave*）的相互作用，得到高效率微波放大作用的電子管。

圖 6 — 294示行波管的結構，管的一端是一個可在陽極外產生鉛筆形電子束的電子槍。此電子束穿過一很稀疏的螺旋線，然後衝擊到接收極上，被接收極所吸收。需放大的電磁波則經由一導波管（*wave guide*）送到螺旋線的輸入端，電磁波沿此螺旋線進行，並且沿螺旋線的中心產生電場。當電子束的速度，與沿螺旋線行進的電磁波，所造成的電場變化率接近時，即產生了電子將能量傳給電磁波的作用。因此被放大的電磁波，就由螺旋線輸出端的導波管送出。

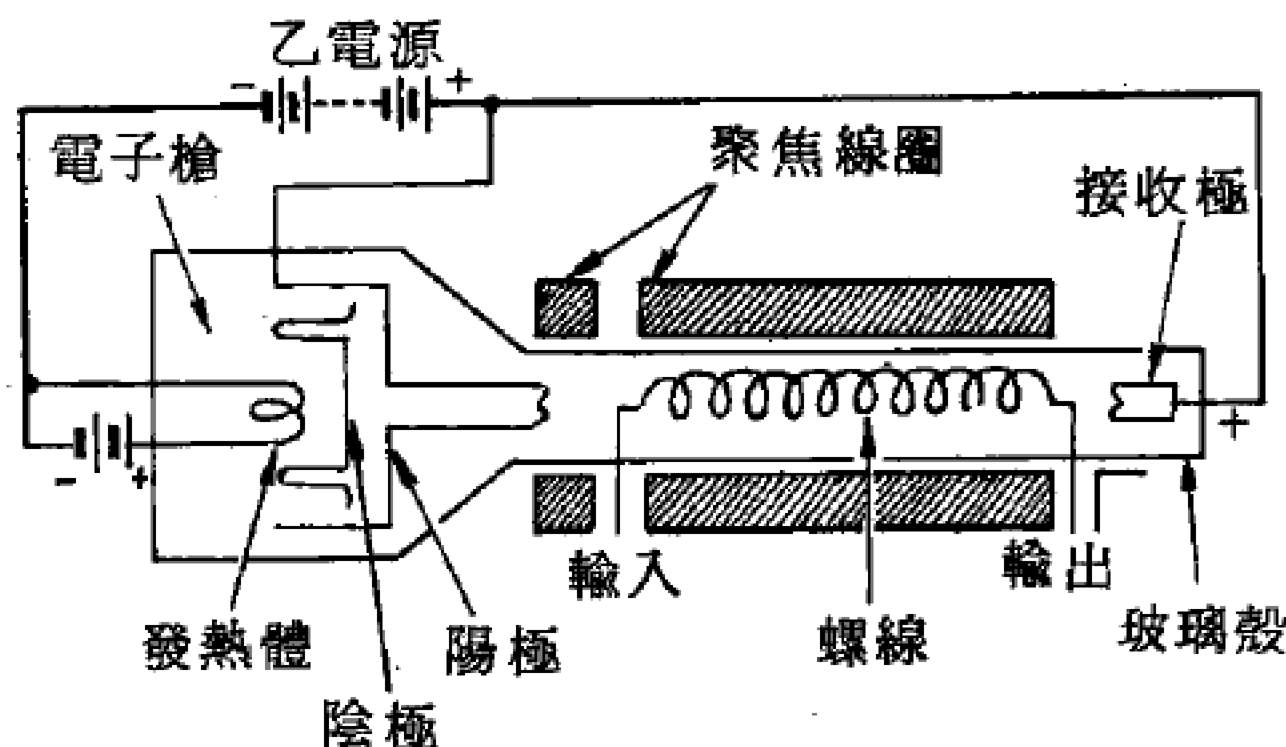


圖 6 — 294　行波管結構

實際上，在行波管之玻璃殼外有兩個電磁聚焦線圈存在，一個是用來聚集電子槍放出的電子，另一個則使電子束能通過螺旋線中央。雖然波管可作微波放大用，但也可利用其作用原理，作成所謂的反向波振盪器（*backward wave oscillator*）。

【行星】（Planets）

行星是在太陽周圍公轉的天體。以距太陽最近處數起依次爲水星、金星、地球、火星、木星、土星、天王星、海王星、冥王星等。行星本身不會發光，是反射太陽光而發亮的。且水星、金星、火星、木星、土星等五個，爲肉眼所能看見。

至於行星之直徑、質量、密度等資料，示於下之行星物理要素表。

行星物理要素表

星名	直徑（地＝1）	質量（地＝1）	自轉週期	密度（地＝1）	衞星數
水星	0.40	0.037	88日	0.52	0
金星	0.99	0.826	——	0.88	0
地球	(赤道) 1.000 (兩極) 0.997	1.000	23時56分4.091秒	1.00	1
火星	(赤道) 0.538 (兩極) 0.535	0.108	24時37分22.654秒	0.70	2
木星	(赤道) 11.27 (兩極) 10.58	318.4	9時50分30秒 9時55分41秒	0.24	13
土星	(赤道) 9.47 (兩極) 8.55	95.2	10時2分	0.12	9
天王星	4.19	14.6	10時48分	0.20	5
海王星	3.90	17.3	15時48分	0.29	2
冥王星	0.5	1.0	——	——	0

【行星之成分】(Composition of planets)

行星表面的可視觀察及分光檢查，僅告訴我們成分的小部分，因爲它們不均勻，其內部無疑的是與表面不同。但由其密度及其與地球的相似得到一些指示。內行星的水星沒有大氣，看其密度知可與地球成分相同。金星爲地球最近鄰居，有很密大氣，表面幾乎全爲二氧化碳（CO_2）所包圍。其大小及質量指示其成分可能很像地球。火星是地球外側鄰星，大氣很稀薄未能遮蓋其表面。在表面觀測過雲及塵曝，在冬季生成冰地、冰帽，而在夏季熔化，這表示大氣中含有些許水份。火星的反照率，顯示表面含大量紅色岩石，庫伯（ *Kuiper* ）認爲是流紋岩類物質。由其大小及質量可認爲其成分與地球相同。由其扁形知其成分是均勻

的，不像地球分化為鐵心及矽酸鹽地套。

外行星之木星、土星、天王星及海王星，有很多相同情況。特別是有低密度及厚大氣遮蓋全部表面。這低密度及厚大氣解釋為氫及氦的大量存在，可能與太陽相匹敵。氫多量是以甲烷及氨而存在。土星環可能含有冰粒，由這些衛星的反照率及密度推測知也含有冰。由資料知它們與地球不相似，而蓋有厚冰及濃氣，且其大氣含有氫（H_2）、氦（He）、氮（N_2）、甲烷（CH_4）及氨（NH_3）。

冥王星與水星同大，為最遠行星。係一個謎體，對它我們知道得很少。像似沒有大氣，其反照率有如月球，推測表面黑色岩石可能是玄武岩。它可能曾經是海王星的衛星或被太陽捕獲的一單體。

【行星系】（Planetary system）

九大行星、小行星（*planetoid*）和衛星，總稱為行星系。大行星中，軌道在地球軌道的內側者，叫做內行星（*inferior planets*）；在地球軌道的外側者，叫做外行星（*superior planets*）。除了水星和金星是內行星外，其餘各行星都是外行星。

【行星近日點前移】（Advance of perihelion of planets）

在廣義相對論中，描述一質點的路徑為彎曲空間的最短曲線，此最短曲線的方程式是

$$\frac{d^2x^l}{ds^2}+\left\{{l \atop i\,j}\right\}\frac{dx^i}{ds}\frac{dx^j}{ds}=0$$

從水瓦茲琦度規（*Schwarzschild metric*）可算出 $\left\{{l \atop i\,j}\right\}$的量，將所算出的量代入上式，則得

$$\frac{d^2W}{d\phi^2}+W=\frac{1}{a(1-\epsilon^2)}+\frac{3GM}{c^2}W^2$$

式中$W=1/r$，ϕ為運動平面上的極角，ϵ為離心率，G為重力常數，a為橢圓長軸，M為太陽質量。古典牛頓力學所得的方程式為

$$\frac{d^2W}{d\psi^2}+W=\frac{1}{a(1-\epsilon^2)}$$

比較以上兩式可知在相對論中所得的軌道方程式並不正是橢圓，而是有橢圓前移的現象，如圖 6 — 295 所示。

由微分方程式的解可知當此行星繞行一周時，實際上比 2π 多行 Δ，此 Δ 值計算得

$$\Delta=\frac{6\pi GM}{c^2a(1-\epsilon^2)}$$

按此式計算水星近日點的前移每世紀約爲 43秒，金星近日點前移爲 8 秒，地球爲 4 秒。實際的測量值均與此值極爲接近，是爲一般相對論的最佳證明。

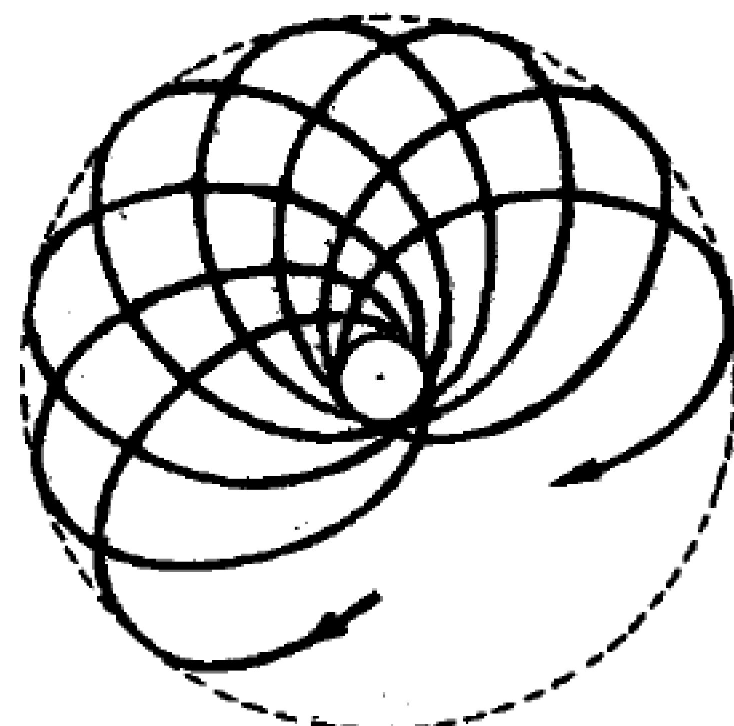


圖 6 — 295

【行星狀星雲】(Planetary nebula)

普通看爲圓板狀的星雲，叫做行星狀星雲。它的標準形式是像以一個恆星爲中心核的氣球，這個恆星普通是像佛累星 (*Wolf - Rayet star*) 的早期星，氫、氦、氖等線甚爲顯著。它們的著名形狀如天琴星座的環狀星雲 (*ring nebula*)、啞鈴星雲 (*dumb - bell nebula*) 等，總數約100個。天琴星座的環狀星雲，赤經爲18 時50 分，即在該星座 β 和 λ 二星的線上，稍近於 λ 星方面；赤緯爲北 32 度 54 分。用望遠鏡看它，稍爲橢圓形，長徑約 70 秒角，中央星爲13 等。啞鈴星雲以狐狸星座的一個星雲爲有名；位在赤經 19 時 55 分，赤緯北 22 度 27 分。

【行星風】(Planetary wind)

所謂行星風，就是指地球上的一種風，像行星那樣的運行，而方向終年不變。地球上的赤道，因爲氣溫高空氣上升形成低氣壓，平靜無風，那裏叫做赤道無風帶。在赤道上升的氣流，在高空上分向兩極流動，這種氣流叫反信風。由於地球自轉的關係，北半球的反信風爲西南風，南半球的反信風爲西北風。

反信風在高空到了緯度30度，產生大氣積聚狀態，空氣呈下沉狀態，氣壓增高，又平靜無風，那裏叫做回歸線無風帶。因爲回歸線無風帶，終年是高氣壓，而赤道是低氣壓。根據風的原理是由高壓流向低壓的，因此產生了流向赤道的風，這種風終年吹送，信而有徵，因此叫做信風，又因古代商人趁著這種風進行貿易，因此又叫做貿易風。由於地球自轉的作用，信風在北半球上爲東北風，南半球爲東南風。

在回歸線積聚的氣流，有一部分向高緯低壓區流去的，也受地球自轉的影響，北半球由西南風轉爲西風，南半球由西北風也轉爲西風。所以在緯度40至60度間，終年盛行西風，因此叫做西風盛行帶。

在南北緯60度地方，因爲氣壓低而空氣又呈上升現象，那裏平靜無風，叫高緯度無風帶。但兩極地方，氣溫較冷，氣壓較高，因此大氣便向高緯度低壓帶流動，又受地球自轉影響吹東風，稱爲極地東風。

【行星軌道】（Orbit of planet）

行星軌道即行星繞太陽運轉所走之路徑。各行星皆係由西向東繞太陽運轉。行星之軌道差不多是橢圓形，離心率（*eccentricity*）以金星爲最小，僅0.00680，水星最大，達0.20562。設行星軌道的長軸半徑爲a，極軸半徑爲b，則離心率爲$\sqrt{a^2-b^2}/a$。

決定行星軌道特性的是以下六項（見下頁表）：

(1)軌道半徑長。

(2)和太陽的平均距離。

(3)公轉的週期。

(4)公轉的速度。

(5)軌道的離心率。

(6)軌道平面和黃道面的交角。

行星軌道要素表

星 名	軌道半徑長（天文單位）	平均日距（一萬公里爲單位）	公轉週期（太陽年）	公轉速度（每秒公里）	軌道離心率	軌道面和黃道面交角
水 星	0.378099	5,787	0.241	46.82	0.20562	7° 0′ 14″
金 星	0.723331	10,814	0.615	35.00	0.00680	3°23′ 39″
地 球	1.000000	14,968	1.000	29.76	0.01673	0° 0′ 0″
火 星	1.523688	22,780	1.881	24.01	0.09336	1°51′ 0″
木 星	5.202803	77,784	11.862	13.04	0.04842	1°18′ 21″
土 星	9.558843	142,016	29.458	9.62	0.05572	2°29′ 25″
天王星	19.190978	286,913	84.015	6.79	0.04718	0°46′ 23″
海王星	30.070672	449,569	164.788	5.43	0.00857	1°46′ 28″
冥王星	39.517738	591,706	248.000	—	0.24864	17°8′ 38″

【行星運動】（Motion of planet）

行星的運動方程式爲

$$m\frac{d^2r}{dt^2}=-\frac{GmM}{r}+mr\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2$$

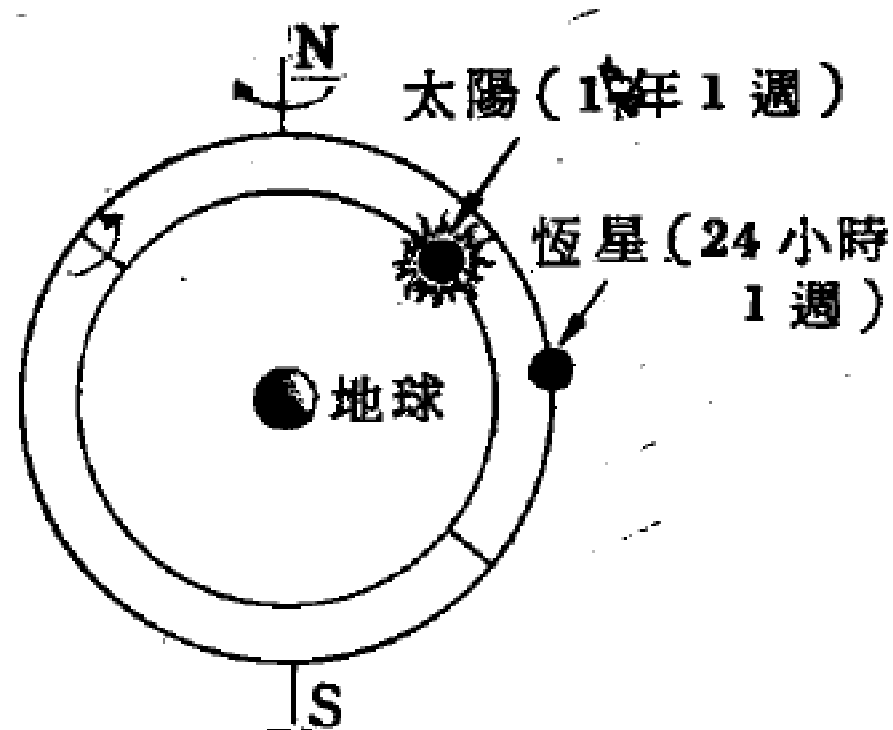
$$mr^2\frac{d^2\theta}{dt^2}=2mr\frac{dr}{dt}\frac{d\theta}{dt}$$

其中m是行星的減縮質量，M是太陽的質量，r、θ是以太陽爲原點的行星極坐標。

【行星說】（Theory of planets）

1 以地球爲中心的宇宙觀，即視地球爲靜止，以地球爲中心看宇宙。以此理論爲基礎，研究行星運行結果，發現日、月爲規則運行的；金、木、水、火、土等星時遠時近，爲不規則運行的；且所有的軌道均略成圓形。贊成此理論的有：

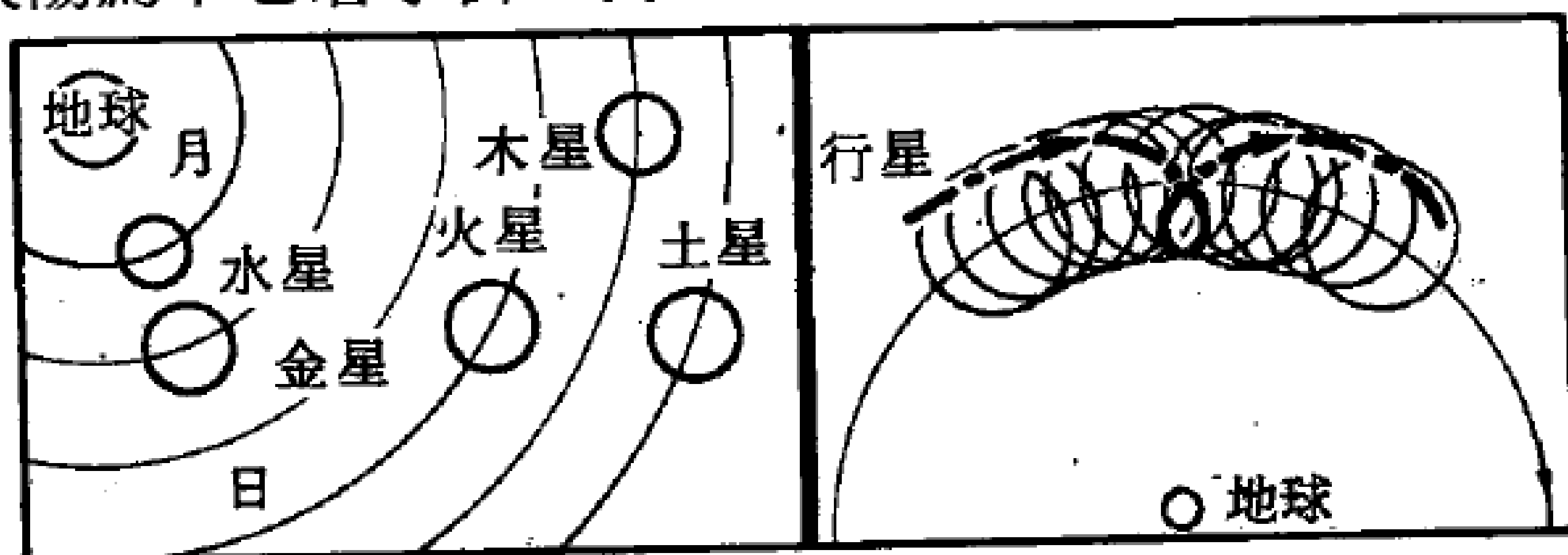
(1)尤多薩斯（*Eudoxus*）的行星說，其要點爲各星球排列於多層球殼上，而各層以不同角度的軸互相連接而相互影響，構成一複雜的運動（圖6—296(*a*)）。



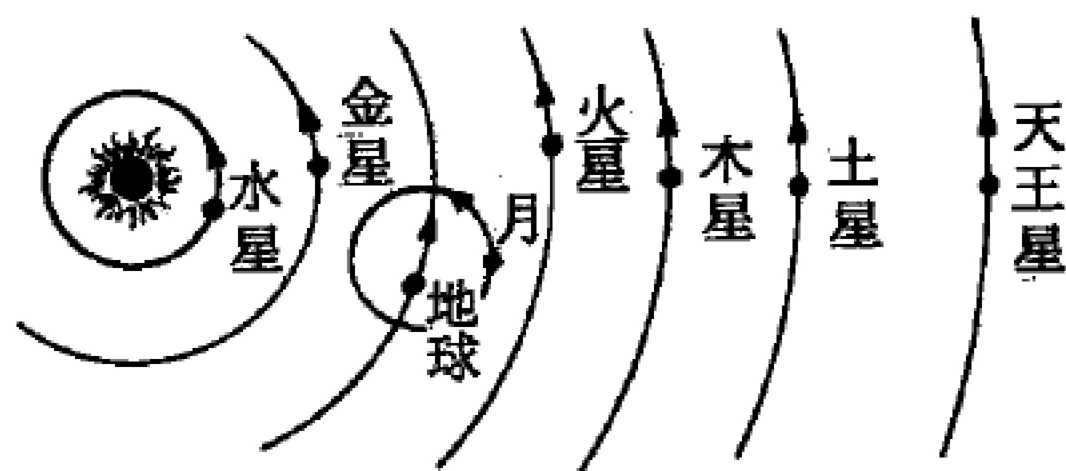
(a)尤多薩斯的行星說

(2)多祿某（*Ptolemy*）的行星說，其要點爲各行星自成一圓軌道，此軌道中心繞地球作圓周運動（兩種運動合成螺旋形線運動），如圖6—296(*b*)。

2. 以太陽爲中心的宇宙觀，即視太陽爲靜止，以太陽爲中心看宇宙。提出此學說的爲哥白尼(*Nicolans Copernicus*)，其要點爲太陽位於一切行星軌道之中心，靜止不動，地球非靜止，與其他行星一樣繞日旋轉（圖6—296(*c*)）。



(b)多祿某之行星運動學說簡圖



(c)哥白尼的行星說

圖 6—296

上述二理論，前者爲錯誤類型，但對行星說的演進不無貢獻，後者才是現今公認的正確理論。

【行星際微塵】（Interplanetary dust）

即微流星塵、宇宙塵。關於星際塵的起源和性質曾作過許多研究。有時候相信那些粒子是金屬的，但現在的研究工作指出它們非常可能是較輕原子的冰狀混合物。現在亦相信，特別是由胡斯特（*H.C.Van de Hulst*）和奧特（*J.H.Oort*）的各項理論研究，即星際粒子係

由星際氣體的結合而成長，故取代了早期相信它是由流星分解爲其起源的意見。

【行星攝動】（Perturbation of planet）

若假定一行星繞太陽之運行，不受其他行星或重大物體的影響，即除太陽作用外，而無其他力作用於行星時，地球或其他行星之軌道，必爲一完全的橢圓。然而，由於其他行星之存在，於行星軌道上引進一攝動。藉天體力學中特殊技術，這些攝動可以精確地算出。攝動具有二主要效應，其一，行星之橢圓軌道不再爲封閉者，而是橢圓之長軸繞太陽所在處之焦點緩慢的移動，此效應被稱爲近日點之前移（*advance of the perihelion*），如圖 6 — 297 所示者。其二，橢圓之離心率於其平均值左右呈週期性變更，如圖 6 — 297所示者。這些變化都非常的慢，在地球的情況，這些效應約有 10^5 年之週期（近日點之運動約爲每一世紀 21′）。即使如此，這些效應仍然產生顯著的效果，特別是在慢慢地改變地球之氣候方面。這些改變曾被地球物理學家所證實，他們研究地殼不同的岩層而得此結論。

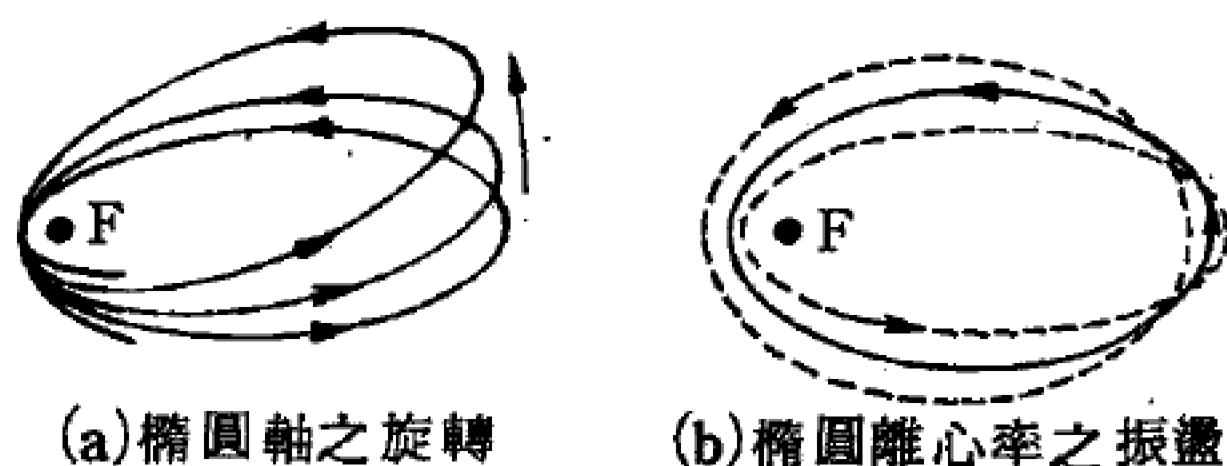


圖 6 — 297 行星運行之攝動效應
（圖上所示之二效應已經誇大）

【行進波】（Travelling wave）

凡波進行於某一定方向者，稱爲行進波。一個行進波若只有短暫之持續期間，即爲一脈動。行進波具一有趣之性質，即可將能量由一處傳至另一處。

行進波傳播時，線上每一點的電壓和電流強度（及相應的電場和磁場）都在週期地變化著。此時電壓和電流強度的幅度在線上所有點處都完全相等（設線中的衰減忽略不計）；電壓和電流強度的相位則在逐點變化，即線上各點的電壓之間（或線上各點的電流之間）存在著相位移

。行進波與在自由空間傳播著的電磁波都是相似的。區別只在於：沿線路行進的波，它的電場和磁場分佈形狀與在自由空間傳播著的波不同；而在有些情況下（如在波導管中），行進波的傳播速度也與在自由空間傳播的速度不同。不過在線路（電纜、波導管等）內，還可能發生完全是另一種型式的交變電磁場，這種型式的電磁場與電磁能量沿著導線的傳播沒有關係（這個第二種型式的電磁場也具有電波的性質，它被稱爲駐波）。

【行進場】（Travelling field）

某種電磁場處處彼此垂直，同時又垂直於波的行進方向，這種電磁場被稱爲行進場，而這種波則被稱爲橫向電磁波。

【艾法里茲】（Luis walter Alvarez 1911-）

1911年六月十三日生於美國舊金山，芝加哥大學學士（1932）及博士（1936）。1936 年起在加州大學柏克萊校區執教，從事高能物理實驗30餘年。最早認識液態氫氣泡室對記錄壽命極短的某些基本粒子徑跡的重要性，建造了一連串的氣泡室，其直徑自2吋發展至72吋。利用柏克萊的粒子加速器，72吋氣泡室供應大量的基本粒子反應過程的照片。艾法里茲及其助手發展出自動系統，利用電腦由這些數據分析基本粒子的特性，如質量、量子數、半衰期等。在他領導下的科學家發現許多壽命短達10^{-23}秒的基本粒子，稱爲共振態。1968年艾法里茲獲得諾貝爾物理學獎。

【艾森模型】（Ising model）

在固態物理裏，鐵磁性是最有趣的現象之一。某些金屬，例如鐵和鎳，一部分原子的自旋會自發地沿相同的方向偏振，而產生巨觀的磁場。這種現象只在溫度低於一特性溫度（即居里溫度）時才會發生；當溫度高於居里溫度時，自旋的排列十分紊亂，因此不會產生淨磁場。當溫度從兩方面趨近居里溫度時，金屬的比熱趨近無限大，這種由非鐵磁態

到鐵磁態的躍遷，是一種相轉變，它並不包含於愛倫菲斯特（*Ehrenfest*）所分類的相轉變裏。艾森模型是一種粗略的嘗試，企圖解釋這種躍遷現象，它的優點是二維的艾森模型，可以統計力學和嚴密的數學作正確的處理。

在艾森模型裏，將一系統考慮成N個固定點（即晶格座）的排列，這些固定點形成N度週期的晶格。晶格的幾何結構，可以是立方的或六角的，每個晶格座賦予一自旋變數S_i（$i=1,\cdots N$），它的數值是＋1或－1，其他別無變數。如$S_i=+1$，就叫做第i座自旋向上，$S_i=-1$，就叫做自旋向下。給與一組$\{S_i\}$的數，即等於給整個系統某一種排列，這系統的漢彌頓（*Hamiltonian*）算符即爲

$$H_{Ising}=-\lambda\sum_{\langle ij\rangle}S_iS_j-\mu\sum_{i=1}^{N}S_iB_z$$

式中λ和μ爲正的常數，B_z爲磁場$\overrightarrow{B}$在$\hat{z}$方向的分量，$\langle ij\rangle$表示最鄰近的自旋對，這種模型就稱爲艾森模型。

【艾瑞斑】（Airy disc）

使一光源發出的光線，於其行程中遇到障礙，而獲得適用的繞射，這障礙可能爲一針孔或隙口，或爲一裂縫，或爲一細線，或爲一具有銳緣的東西。圖 6－298 所示爲一連串波前的路程，是由一連串互相獨立的射線，和波前互成直角的方向而前進的。

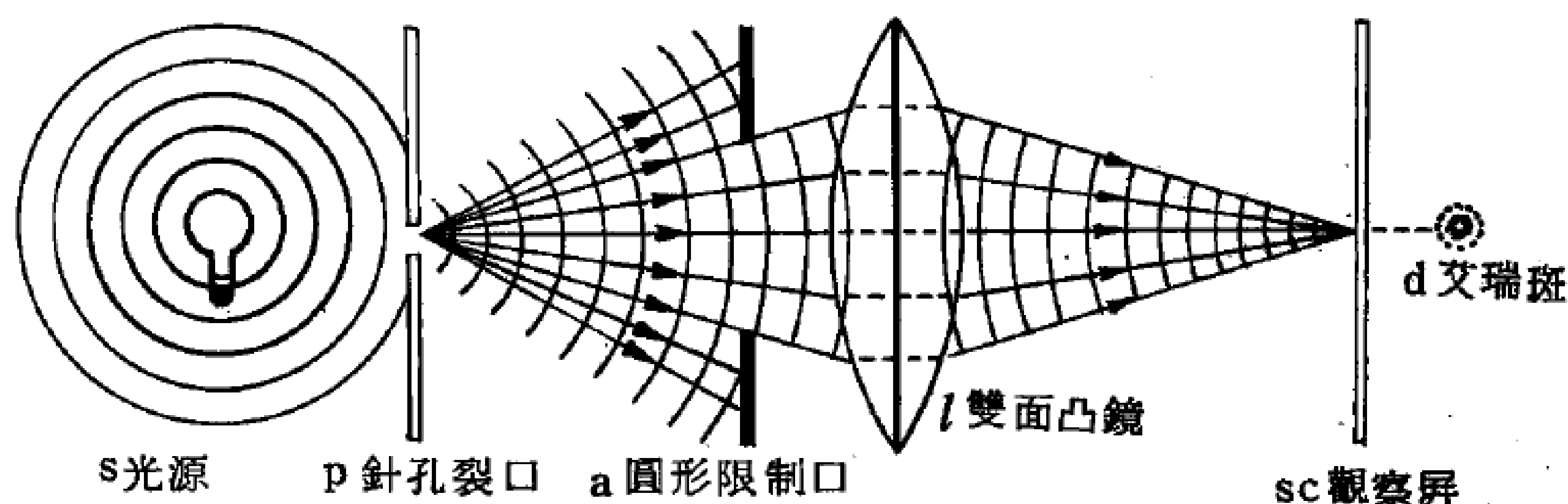


圖 6 — 298　光波的繞射

繞射作用影響到透鏡所形成的影像至巨。若使一注強光，直接射向如圖6－298所示的障蔽屏 *p* 的針孔裂口，則通過此裂口的光線即被透鏡 *l* 聚集，而投射到觀察屏 *sc* 上。觀察屏上所呈現的影像，並不是一個光點，而是一個具有明亮中心的光斑，被散開的光圈所圍繞著。即使使用一個單色的光線通過一完善的透鏡，也是如此。換言之，即呈現的影像不可能爲一尖銳的光點，而爲一擴散的光斑。此光斑現象爲科學家艾瑞首先發現，而被命名爲艾瑞斑（如圖6－299）。

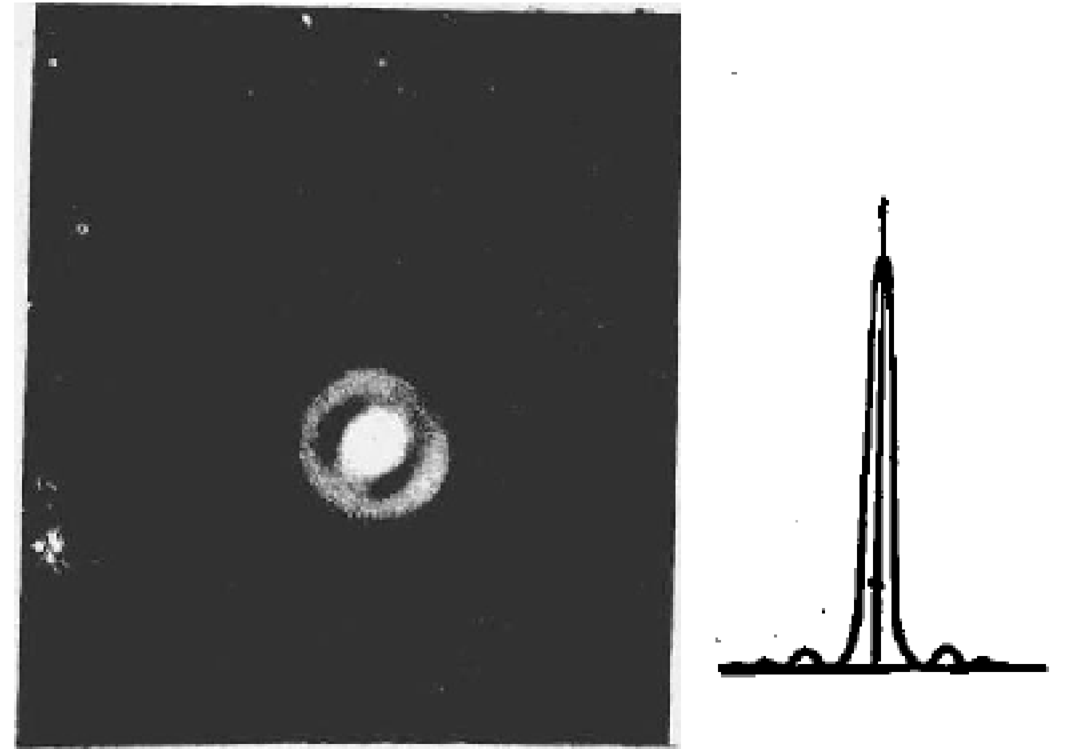


圖 6 — 299

艾瑞斑的照相。係由一光線通過一鋁質鏡面上針形小孔，並經一完善的透鏡投射後所呈繞射作用的影像

形成艾瑞斑的原因，是由於波前於自由的通徑中，遇到障蔽體的阻抑而發生光線的繞射作用所致。此爲繞射效應發生於圓形限制口周緣，於此周緣又產生一新的光波，因此而變動了光線的最後分佈狀態。即使把圓形限制口移去，其呈現的影像缺陷仍舊會存在，因爲透鏡的邊緣，其作用正與圓形限制口相同。同理，如果用一無限長的透鏡，則因爲從“透視物”（*speciman*）上光線的散開，其角度受到了限制，環繞光點的不透明區域，於是也將產生和限制口相同的作用。可見繞射作用是波動的先天特性，限制了產生圓滿影像的能力（如圖6－300）。

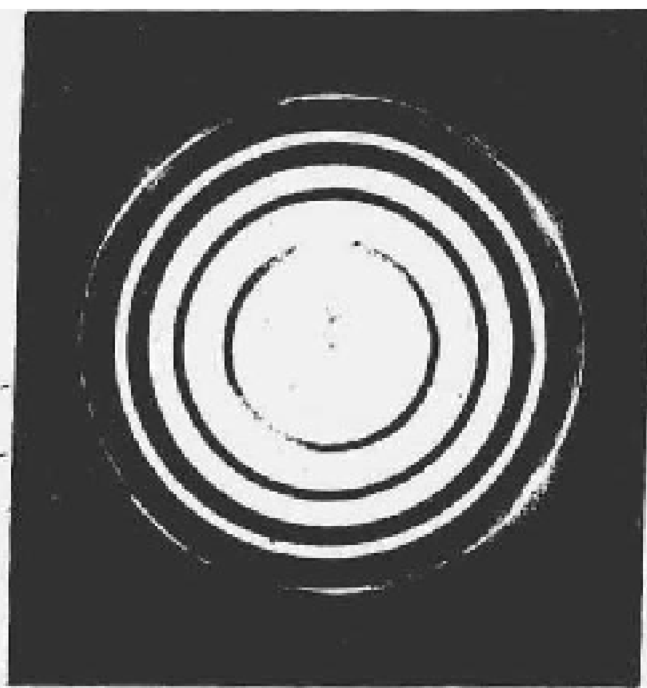


圖 6 — 300

艾氏之繞射花樣

【西大距】（Greatest western elongation）

詳閱“內行星（*Interior planets*）”條。

【西爾斯比效應】（Silsbee effect）

當人們想拿超導體來做導線時，發現有一個限制。即當導體在溫度$T<T_c$時，只要外加適當的磁場$H_c(T)$，就足以破壞其超導電性，使它回到正常導體的狀態。事實上發現，不僅外加磁場會破壞超導性，如果導體內通過的電流本身感應而生的磁場大於$H_c(T)$時，也會破壞導體的超導性，這種現象就叫做西爾斯比效應。由於這個關係，所以我們就無法用這種超導體來傳送大電流，或產生大磁場了。

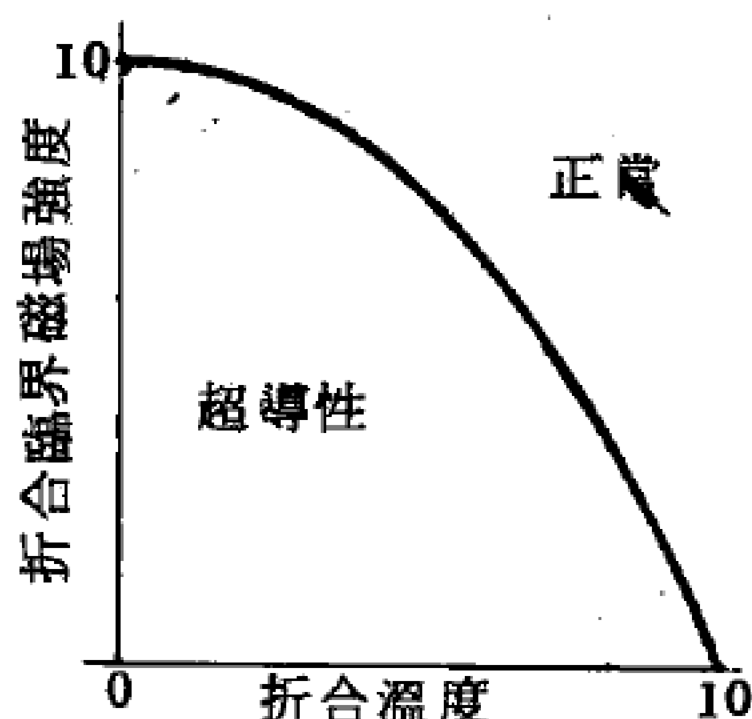


圖 6 — 301
折合臨界磁場$h_c=H_c/H_0$〔這裏$H_0\cong H_c(0)$〕，和折合溫度$t=T/T_c$的關係圖

對大部分的超導性物質來說，臨界磁場（*critical magnetic field*）$H_c(T)$和絕對溫度之間的關係如圖 6 — 301 所示。

【西蒙】（Franz Eugen Simon 1893 — 1956）

爲德國著名的物理化學家涅恩斯特（*Walther Nernst*）的高足。涅恩斯特對低溫之熱力學貢獻良多；西蒙則在柏林及後來在牛津大學工作時，對此觀念作徹底的研究。他在牛津克拉瑞東實驗室建立了一所舉世聞名的低溫實驗室後，於 1956 年去世。他常打趣說他可能是唯一同時擁有德意志帝國鐵十字勳章及大英帝國爵位的人。